



TITLE:

# 中緯度対流圏界面付近の中間規模波動の季節特性とメカニズムに関する研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

山森, 美穂

---

CITATION:

山森, 美穂. 中緯度対流圏界面付近の中間規模波動の季節特性とメカニズムに関する研究. 京都大学, 2000, 博士(理学)

ISSUE DATE:

2000-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3167118>

RIGHT:

学位申請論文

中緯度対流圏界面付近の中間規模波動の  
季節特性とメカニズムに関する研究

山森 美穂

京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻地球物理学教室

## 要旨

中緯度対流圏界面付近の中間規模波動の季節特性とメカニズムを明らかにするために、さまざまなデータを駆使した解析を行った。

局地気候モデルの時間積分値を用い、東アジア域の中間規模波動の季節特性について調べた。春季に最も活発であること、波動の卓越緯度が亜熱帯西風ジェット軸の季節による南北シフトに伴って移動すること、位相速度は年間を通して総観規模波動より大きく、およそ2倍であることなどを明らかにした。波動の鉛直構造については、振幅および位相速度の高度分布から、圏界面付近に強く限定された構造を持っていることを示した。

中間規模波動が卓越しているときの背景場の構造を、準地衡ポテンシャル渦度分布の観点から調べた。波動が顕著なときには対流圏界面は背景の総観規模波動のリッジの位相にあり、このとき伸縮渦度勾配が圏界面付近で著しい極大を持つことを、観測データ (MURRレーダーの風速データおよびラジオゾンデの温度データ) により示した。この極大の実現には、総観規模波動のリッジに特徴的な圏界面付近の静的安定度の鉛直分布が寄与していた。

気象庁全球客観解析データ (GANAL) を用いた水平構造の解析では、従来報告されていた単純な節のない南北構造を持つものに加えて、南北方向にひとつ節を持つ構造を持つものを新たに見出した。準地衡ポテンシャル渦度水平勾配は南北方向にも局在していて、鉛直方向と同様に南北方向にも捕捉されたモードがあることは容易に想像されることから、この“節あり構造”は南北方向の第2モードと解釈できる可能性があることを指摘した。

さらに、Plumb (1986) の時間平均場に対する wave activity フラックスを用いて、波動の生成源について検討した。中間規模波動の卓越領域の上流では、中部対流圏に顕著な上向きフラックスが存在し、上部対流圏で収束している。それがフラックス水平成分の増大と対応していることが分かった。また、その上向きフラックスは、対流圏下層の擾乱との傾圧的な相互作用によって生じていることが明らかになった。

# 目次

1	はじめに	1
2	中緯度対流圏界面付近の波動擾乱について	3
2.1	中間規模波動 —その発見と特徴—	3
2.2	上部対流圏の波動擾乱とその果たす役割	5
3	東アジアおよび北西太平洋上空における季節変化	12
3.1	はじめに	12
3.2	データ	12
3.3	モデルデータにおける中間規模波動の存在とその特徴	13
3.4	中間規模波動の卓越領域	17
3.5	中間規模波動と総観規模波動の位相速度	17
3.6	中間規模波動の鉛直構造	22
3.7	この章のまとめ	25
4	背景場との関係	26
4.1	はじめに	26
4.2	データ	27
4.3	観測結果	27
4.4	準地衡ポテンシャル渦度による解析	31
4.4.1	圏界面に捕捉される波動の理論	31
4.4.2	QGPV 水平勾配の南北および鉛直構造	32
4.4.3	QGPV の水平分布	33
4.5	議論	36
4.5.1	中間規模波動の存在についての好適条件	36
4.5.2	モード構造	38

4.5.3	準地衡近似の妥当性 . . . . .	38
4.6	この章のまとめ . . . . .	39
5	中間規模波動のエネルギー源	40
5.1	はじめに . . . . .	40
5.2	データと解析手法 . . . . .	40
5.2.1	wave activity の保存 . . . . .	40
5.2.2	Plumb (1986) の wave activity フラックス . . . . .	41
5.2.3	データ . . . . .	44
5.3	結果 . . . . .	44
5.3.1	波の振幅とフラックスの分布の特徴 . . . . .	44
5.3.2	上向きフラックスの生成源 . . . . .	50
5.4	議論 . . . . .	52
5.4.1	地理分布 . . . . .	52
5.4.2	励起プロセス . . . . .	52
5.5	この章のまとめ . . . . .	53
6	まとめと展望	54
	基礎となった論文	56
	謝辞	57
—	A wave activity フラックスについて	58
A.1	Eliassen-Palm (EP) フラックス . . . . .	58
A.2	Plumb (1985) の定在波用フラックス . . . . .	59
A.3	Plumb (1986) のフラックス . . . . .	59
A.4	Takaya and Nakamura (1997) のフラックス . . . . .	60
A.5	傾圧不安定モードにともなう EP フラックス . . . . .	61
	参考文献	62

# 目 次

2.1	(a)MU レーダーの観測値および (b)JSM の、MU レーダーに最も近い格子点でのデータによる南北風の時間高度断面図。SEH93 より引用。 . . . . .	4
2.2	JSM のデータによる、30~40°N で平均した南北風の 12~42 時間周期成分のホフメラーダイアグラム。陰影部は負の値を示す。SEH93 より引用。 . . . . .	4
2.3	(a)Eady 問題、(b)Charney 問題の不安定ノーマルモードの構造。L と H はそれぞれ低圧部と高圧部、C と W は境界での低温部と高温部を示す。+ と - はそれぞれ正と負のポテンシャル渦度のアノマリーを示す。Palmen and Newton (1990) より引用。 . . . . .	5
2.4	上層の擾乱によって引き起こされる低気圧の発達の様式図。(a) 傾圧性の高い領域の上空に正の PV アノマリー (黒い+印) が近づくと、下層で引き起こされる低気圧性の流れ (黒の細い矢印) が温位のアノマリー ((b) の白い+印) を作る。この下層の温位のアノマリーが上層で引き起こす流れ (白の細い矢印) が上層の PV アノマリーを強める方向に働くことで発達する。Hoskins <i>et al.</i> (1985) より引用。 . . . . .	7
3.1	局地気候モデルの計算領域。図中の点は格子点の位置を表す。 . . . . .	13
3.2	(a)3 月 2 日 00 時、(b)06 時、(c)12 時、(d)18 時、(e)3 月 3 日 00 時における南北風 (35~45°N の平均) の経度高度断面図。時刻はグリニッジ標準時。斜線部は負の値を示す。コンター間隔は $2 \text{ ms}^{-1}$ 。 . . . . .	14
3.3	図 3.2 と同じ、ただし 12~42 時間周期成分。 . . . . .	14
3.4	図 3.2 と同じ、ただし 60~144 時間周期成分。 . . . . .	14
3.5	3 月 2 日 12 時、250 hPa における南北風の 12~42 時間周期成分の水平分布図。 . . . . .	15
3.6	250 hPa における、南北風の 12~42 時間周期成分 (35~45°N の平均) のホフメラーダイアグラム。 . . . . .	16

3.7	各季節における 250 hPa での南北風の 12~42 時間周期成分の 2 乗平均の緯度経度断面図。 . . . . .	18
3.8	図 3.7 と同じ、ただし 60~144 時間周期成分について。 . . . . .	18
3.9	(a) 南北風 12~42 時間周期成分の 2 乗平均および (b) 平均東西風の緯度高度断面図。 . . . . .	19
3.10	250 hPa における南北風の (a)12~42 時間周期成分および (b)60~144 時間周期成分の 2 乗平均値の緯度時間断面図。130~170°E の平均。太線は 250 hPa における平均東西風の最も強い緯度を示す。 . . . . .	20
3.11	12~42 時間周期成分 (太線) と 60~144 時間周期成分 (細線) の位相速度の季節、高度特性。実線は 150, 200, 250, 300 hPa、1 点鎖線は 400 および 500 hPa、点線は 700, 850, 900, 950 hPa を示す。J のついた細い実線は 250 hPa における平均東西風を示す。 . . . . .	22
3.12	南北風の 12~42 時間周期成分のコンポジット経度高度断面図。+は位相の基準点 (140°E, 250 hPa)。右側の図は平均東西風の鉛直プロファイル。 . . . .	23
3.13	図 3.12 と同じ、ただし位相の基準点を (140°E, 850 hPa) にとったもの。 . . . .	23
3.14	図 3.13 の 400 hPa における南北風成分 (実線) と、その 90% の信頼区間 (破線) の経度構造。A, B は、それぞれ最大値の西と東で $0 \text{ ms}^{-1}$ の値を取る経度と推定される区間を示す。 . . . . .	24
4.1	高層気象観測官署 (○印と●印) と MU レーダー (★印) の位置。●印はこの解析でデータ用いた官署を示す。 . . . . .	28
4.2	MU レーダーで観測した (a) 東西風 (b) 南北風の時間高度断面図。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。 . . . . .	29
4.3	ラジオゾンデで観測した (a) 温度と (b) 温度から求めたブラント-バイサラ振動数 ( $N$ ) の 2 乗。 $N^2$ が $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ を越える領域に斜線を施してある。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。 . . . . .	30
4.4	中緯度の西風ジェットの外側の対流圏界面付近で、伸縮渦度の南北勾配が大きいことを示す模式図。Sato <i>et al.</i> (1999b) より引用。 . . . . .	32
4.5	MU レーダーの風速とラジオゾンデの温度のデータを用いて求めた、伸縮渦度の極向き勾配の時間高度断面図。破線は $1.0 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ を示す。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。 . . . . .	33

4.6	高層気象観測ネットワークデータによる、ブラント-バイサラ振動数の2乗の、ほぼ $140^{\circ}\text{E}$ に沿う子午面断面。コンター間隔は $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ 。 $N^2$ が $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ を越える領域には斜線を施してある。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。 . . . . .	34
4.7	4月24日18時、250 hPaにおける (a)QGPV(b) 相対渦度 (c) 伸縮渦度の水平分布。コンター間隔は $2.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 。+と-はそれぞれ正と負の QGPV アノマリーの位置を示す。 . . . . .	35
4.8	図 4.7 と同じ、ただし 4月16日00時について。 . . . . .	35
4.9	圏界面高度の軸対称な (a) 正と (b) 負の PV アノマリーにともなう温位場と紙面を横切る流れの等値線。太い実線は対流圏界面を示す。Hoskins <i>et al.</i> (1985) より引用。 . . . . .	37
5.1	300 hPa における $\overline{q'^2}/2$ (トーン) と背景 QGPV (コンター)。コンター間隔は $3.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 。上の段から順に、12~2、3~5、6~8、9~11 月での平均。左列は北半球、右列は南半球の、それぞれ 30 度より極側を示す。 . . . . .	45
5.2	図 5.1 と同じ、ただし 300 hPa における $F$ の水平成分 (矢印) と 400 hPa における鉛直成分 (トーン) について。矢印は、 $5 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}$ を $1^{\circ}$ と対応させている。 . . . . .	46
5.3	30~45°N で平均した $(F_x, F_z)$ の経度高度分布。 . . . . .	47
5.4	図 5.1 と同じ、ただし 250 hPa と 400hPa におけるフラックスの鉛直成分の差。 . . . . .	48
5.5	図 5.1 と同じ、ただし 300 hPa におけるフラックスの水平成分の絶対値。 . . . . .	49
5.6	40°N における、(a)(c)(e)(g)(i) $v'$ と (b)(d)(f)(h)(j) $v'T'$ の経度 (60~180°E) 高度断面図。時刻は (a)(b)1993 年 3 月 7 日 18 時から 12 時間毎に、(c)(d)8 日 6 時、(e)(f)18 時、(g)(h)9 日 6 時、(i)(j)18 時である。コンター間隔はそれぞれ $2.5 \text{ ms}^{-1}$ と $4.0 \text{ K} \cdot \text{ms}^{-1}$ である。 . . . . .	51
A.1	(a)Eady 問題 (b)Charney 問題の不安定モードにともなう EP 断面図。s.l. で示された高度は、ステアリングレベルを示す。Edmon <i>et al.</i> (1980) より引用。 . . . . .	61



# 表 目 次

3.1	12～42 時間周期成分の 250 hPa と 850 hPa における位相速度。 . . . . .	21
3.2	60～144 時間周期成分の 250 hPa と 850 hPa における位相速度。 . . . . .	21

# 第 1 章

## はじめに

大気の運動には、さまざまな時空間スケール<sup>1</sup>を持つ波動が含まれていることは古くから認識され、その成因の観点から、潮汐波・プラネタリー (ロスビー) 波・傾圧不安定波・重力波などと分類されている。これら大気波動に関する研究の進歩に対する、観測手段の発展の寄与は極めて大きい。しかし中間規模 (総観スケールとメソスケールの“中間”のスケール) の大気現象については、適した観測手段がなかったために、長年にわたり観測的知識が乏しかった。

近年、時間・空間分解能の優れた観測および客観解析データが利用できるようになり、中間規模の大気現象についての解析が行えるようになった。本論文でターゲットとする対流圏界面付近の中間規模波動は、Sato *et al.* (1993) (以下、SEH93 と略記) により、その存在が確認された現象である。これまでの研究により以下のような特徴を持つことが分かっている。

1. 波の振幅の最大値は亜熱帯西風ジェットの極側の対流圏界面付近にあり、南北・鉛直方向ともに限られている。
2. 東西波長、周期、東向き位相速度はそれぞれおよそ 1000~3000 km、20~30 時間、 $20\sim 30\text{ ms}^{-1}$ である。
3. 南北および鉛直方向の位相の傾きは小さい。

しかし、その季節変化やメカニズムについては未解明な点も多い。

そこで本論文では、主として中間規模波動の季節変動とその維持・発生メカニズムの解明を目的とし、観測およびデータ解析に取り組んだ。本論文の構成は以下に示す通りであ

---

<sup>1</sup>大気現象の時空間スケールについては Orlanski (1975) に記述がある。この定義によれば、中間規模はメソ  $\alpha$  スケールに分類される。

る。第 2 章では中緯度対流圏界面付近の大気現象についての研究を概観する。第 3 章では、東アジアおよび北西太平洋上空における、中間規模波動の季節変動について述べる。第 4 章では、中間規模波動卓越時の背景場の状況を示す。第 5 章では、中間規模波動の発生源の特定を目指した wave activity フラックスを用いた解析について述べる。第 6 章では結論を述べる。

なお、第 3 章の内容は Yamamori *et al.* (1997)、第 4 章の内容は Yamamori and Sato (1998) に基づいている。

## 第 2 章

# 中緯度対流圏界面付近の波動擾乱について

### 2.1 中間規模波動 —その発見と特徴—

第 1 章で述べたように、中間規模の大気現象の解析が可能になったことに対する、観測データや客観解析データ、数値モデルの分解能の向上が果たした寄与は大きい。

SEH93 はすぐれた時間・鉛直分解能 (それぞれ 3 分・150m) を持つ京都大学 MU レーダー観測データの南北風に、温帯低気圧に対応する 3 日程度の振動に加えて、約 1 日周期の振動を見つけた (図 2.1)。この振動の鉛直構造は、圏界面付近に最大振幅を持ち、鉛直方向の等位相線の傾きはほとんどみられなかった。日本域スペクトルモデル (Japan Spectral Model, JSM) 予報データ (時間間隔 3 時間、水平格子間隔約 80 km) を用いてその水平構造を解析したところ、東西波長約 2600 km、東向き位相速度  $22 \text{ ms}^{-1}$  の波動擾乱であることが分かった (図 2.2)。この位相速度は総観規模の傾圧波動の位相速度のおよそ 2 倍の大きさである。鉛直方向だけでなく南北方向の位相の傾きも小さく、場との相互作用はほとんどない、中立的な構造をもつ。最大振幅をとる緯度は亜熱帯西風ジェットの約  $5^\circ$  極側、高度は対流圏界面付近であることも分かった。この波動の水平スケールが総観規模とメソスケールの中間にあたることから、中間規模波動 (medium-scale wave) と呼ばれる。

同様の波動は、西風ジェットの強い冬の北大西洋域にも存在することが Hirota *et al.* (1995) によって示された。ヨーロッパ中期予報センター (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, ECMWF) 客観解析データを用いて SEH93 と同様の方法で見積もられた東西波長、周期、位相速度はそれぞれ 2400 km、33 時間、 $20 \text{ ms}^{-1}$  であった。

また最近、Sato *et al.* (1999a) は、ECMWF 客観解析データ 4 年分を用いて、全球における中間規模波動の季節特性を解析した。ジオポテンシャルハイトの振幅は、北半球では冬の大西洋域と春の大西洋域で、南半球では秋のインド洋域で大きいことを示した。

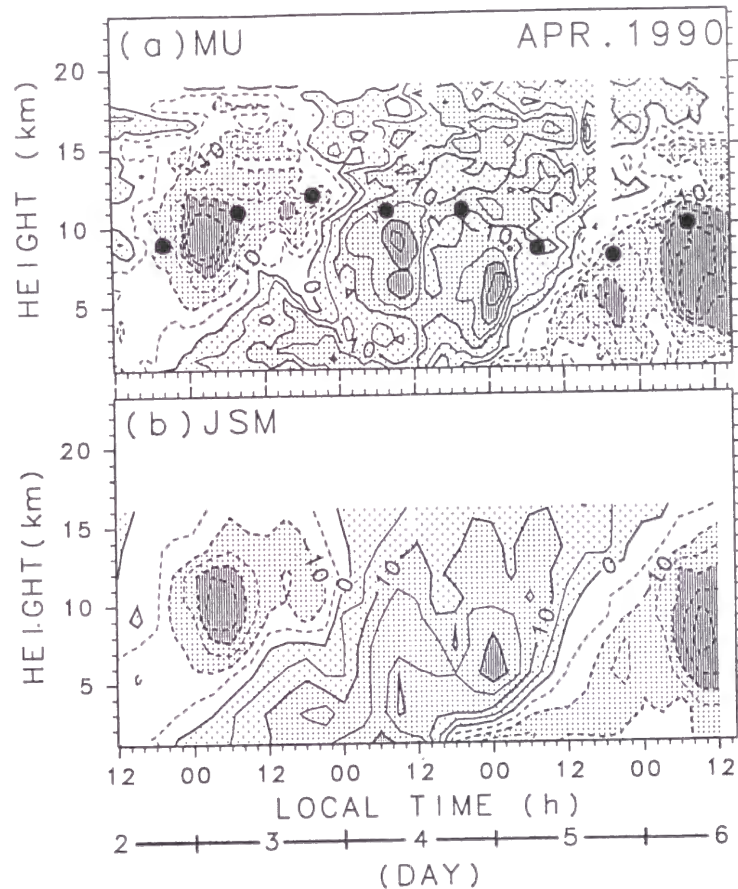


図 2.1: (a)MU レーダーの観測値および (b)JSM の、MU レーダーに最も近い格子点でのデータによる南北風の時間高度断面図。SEH93 より引用。

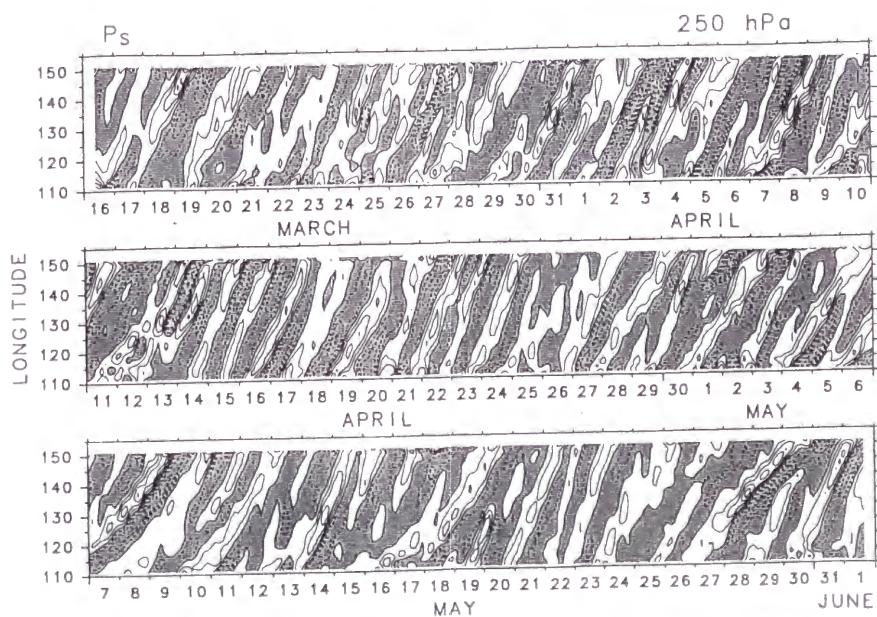


図 2.2: JSM のデータによる、 $30\sim 40^{\circ}\text{N}$  で平均した南北風の 12~42 時間周期成分のホフメラーダイアグラム。陰影部は負の値を示す。SEH93 より引用。

以上のことから、中間規模波動は日本上空にのみ存在する局所的な現象ではなく、強い対流圏ジェットのある領域に普遍的な現象であると考えられる。

## 2.2 上部対流圏の波動擾乱とその果たす役割

ここでは、中間規模波動が卓越する中緯度の上部対流圏で起こる大気現象についての一連の研究を概観する。それらの現象の中でも、とりわけ総観規模の温帯低気圧についてはさまざまな側面からの研究がなされており、例えば Palmen and Newton (1990) に 1980 年代までの研究の総括的な記述がある。

## 傾圧不安定理論

温帯低気圧の力学的解釈を与えたのは、Charney (1947) および Eady (1949) による傾圧不安定理論である。鉛直シアをもつ東西基本流は、特定の波数と構造を持つ波に対して不安定である。すなわちそれらの波 (不安定ノーマルモード) は初期には微小振幅だったとしても、指数関数的に発達する。現実的なパラメタのもとで得られる最大発達率をもつ不安定モード (図 2.3) の水平スケールと構造が、現実大気中の温帯低気圧の特徴にほぼ対応することから、これが温帯低気圧の成因と考えられた。

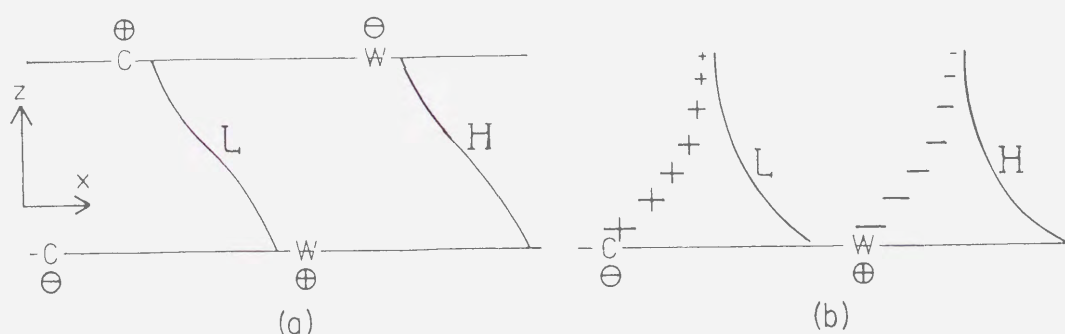


図 2.3: (a)Eady 問題、(b)Charney 問題の不安定ノーマルモードの構造。L と H はそれぞれ低圧部と高圧部、C と W は境界での低温部と高温部を示す。+と-はそれぞれ正と負のポテンシャル温度のアノマリーを示す。Palmen and Newton (1990) より引用。

## 初期値問題

傾圧不安定理論は温帯低気圧の本質の説明を与えるのに成功したが、観測結果の集積にともない、問題点が浮かび上がってきた。傾圧不安定理論 (Eady 問題) の不安定モードの



発達、上層と下層の振幅は同時に増幅することを意味する。しかし、現実大気中での温帯低気圧の発達は、先に上層に擾乱が存在していて、それが引き金となって起こることが多いことが明らかになってきた。また、急激に発達する低気圧の発達率は傾圧不安定モードの発達率よりもずっと大きく、水平スケールも小さい。

現実の低気圧や任意の初期条件を表現するためには、離散的なノーマルモードだけでは不十分である。Eady の固有値問題には、ノーマルモード以外に“連続モード”と呼ばれる、クリティカルレベルでのみデルタ関数的に値を持つ解も存在する。Eady 問題のような理想化された系であっても、この連続モードも加えてはじめて完備性が満たされることになる (Pedlosky, 1969)。無限の時間が経過したあとには、指数関数的に発達する不安定ノーマルモード解が卓越するが、有限時間ではそれが最大発達するとは限らない。そのような “non-modal growth” (Farrell, 1984) の重要性が主張された。

Farrell (1982) は、Eady 問題の基本場に、東西・鉛直両方向に三角関数型の構造を持った初期擾乱を与え、時間発展を調べた。最大の発達率を持つ不安定モードよりも大きな発達率で、初期の発達が起こり得ることが示された。また、初期擾乱の鉛直波数が発達にとって重要な要素であることが指摘された。

Farrell の non-modal growth の重要性の主張は、さらに最適励起問題へと発展する (Farrell, 1989)。有限時間での成長率が最大である擾乱 (最適励起擾乱) の概念が提出された。

また Rotunno and Fantini (1989) は、non-modal growth は連続モードに限ったことではなく、離散的な中立モードだけでも起き得ることを示した。これに関連して、Eady 問題の不安定モードは次のように解釈される (Hoskins *et al.*, 1985)。上端および下端境界でポテンシャル渦度 (potential vorticity, PV) の勾配の向きが逆向きであるために、背景流に対する伝播方向が逆である上端と下端のふたつの波が、適当なパラメタのもとでは、背景流の鉛直シアーにより対地位相速度が等しくなる。互いが相手の高度で引き起こす PV の移流がもともとの PV アノマリーを強めるように働くような鉛直構造を持っていると、正のフィードバックが永続し、振幅は指数関数的に大きくなる。

Simmons and Hoskins (1979) は、局所的な初期擾乱に対する傾圧不安定な大気の応答を、非線形プリミティブモデルと Eady モデルで調べた。初期擾乱の上流と下流に新たに発達する擾乱は、発達の初期には、最も不安定なノーマルモードと比べて水平スケールが小さく、発達率が大きいことが示された。

## Type B cyclogenesis

初期値問題に関連して述べたように、これらの理論的・数値的枠組みの進展には、観測的に地表近くでの低気圧が発達の仕方に 2 種類ある事実が知られるようになったことが前

提としてあった。すなわち、上層に先駆けの擾乱がないものとあるものの二通りである。Petterssen and Smebye (1971) は前者を “Type A”、後者を “Type B” と分類した。Type A の発達、基本的に Charney や Eady によって考えられた「傾圧不安定な基本場での不安定ノーマルモードの成長」と解釈される。Type B は、有限振幅の上層の擾乱が下層の傾圧性の高い領域で温度移流を生じさせ、PV アノマリーを引き起こすものである (図 2.4)。また下層の低気圧は上層の擾乱に追い越されるときに、急速に発達するという特徴が指摘されている。

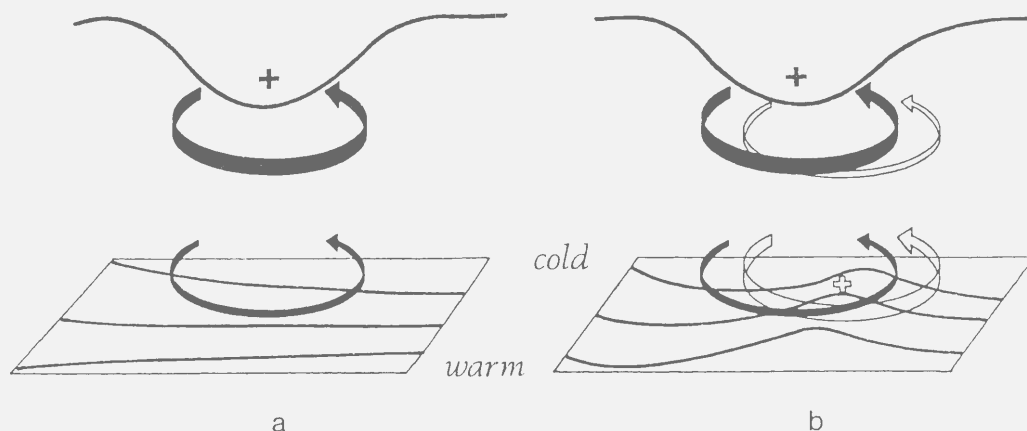


図 2.4: 上層の擾乱によって引き起こされる低気圧の発達の模式図。(a) 傾圧性の高い領域の上空に正の PV アノマリー (黒い+印) が近づくと、下層で引き起こされる低気圧性の流れ (黒の細い矢印) が温度のアノマリー ((b) の白い+印) を作る。この下層の温度のアノマリーが上層で引き起こす流れ (白の細い矢印) が上層の PV アノマリーを強める方向に働くことで発達する。Hoskins *et al.* (1985) より引用。

### 爆弾低気圧とその発達に寄与するプロセス

低気圧の急激な発達が北大西洋や北太平洋でよく起こることが知られている。Sanders and Gyakum (1980) は爆弾低気圧 (“bomb”) を「中心気圧が 24 時間の間、少なくとも毎時 1mb で下がるもの」と定義し、発生数や強さについての統計を行った。この爆弾低気圧の定義はその後の研究でよく用いられている。

このような低気圧に関して、多くの事例解析や統計解析がなされている。それらの多くは、上層のトラフが発達に寄与したことを指摘している。ただし、非断熱加熱、非地衡風循環などの寄与も重要であり、上層のトラフがあまり寄与しなかった事例もある。

例えば Sanders (1986) は、北大西洋の西部と中央部で起こる爆弾低気圧の発達について、上層の低気圧性渦度の移流と地上気圧の減少率のあいだに高相関があることを示し



た。Wash *et al.* (1992) は FGGE 期間中に出現した低気圧のうち、爆弾低気圧とそうでないものの時間発展の違いを比較した。初期には気圧に差はないが、気圧低下の最初の段階で、爆弾低気圧は上層の擾乱と渦度の移流が強いことが示された。Manobianco (1989a) は北大西洋の西部から中央部で起こる爆弾低気圧の発達について、ECMWF のデータによりコンポジット解析を行い、上層の擾乱と、海面からの熱フラックスで不安定化した下層大気が重要であると主張した。さらに Manobianco (1989b) では、全球モデルを用いてデータ解析からの主張を支持する結果が得られた。

爆弾低気圧のなかでも、特に大きく発達し甚大な被害をもたらしたものについては、さまざまな観点から数多くの研究が行われている。

1979 年 2 月 18~19 日に北米北東岸から北西太平洋で発達した低気圧 (Presidents' Day storm) について、Whitaker *et al.* (1988) と Uccellini *et al.* (1985) は、圏界面の折り畳み (tropopause folding) にともなう成層圏起源の空気塊が下層の低気圧の上空に近づくとともに、急速な発達の段階が起こったことを示した。また、発達が起こる前にも、上層の jet streak (ジェットの中の局所的な風速の極大) とそれにとまなう非地衡風循環が重要な役割を果たしていたことが指摘されている (Uccellini *et al.*, 1984)。

また、1978 年 9 月 9~11 日に起き、北大西洋でクイーンエリザベス 2 世号に大打撃を与えた “QE II storm” について、Gyakum (1983a, b) の解析や Anthes *et al.* (1983) の数値実験では地表付近の低気圧の上流には目立った上層のイベントがなかったと報告している。一方で、Uccellini (1986) は、Gyakum らがないとした上層のイベントが存在して、非断熱過程に加えて発達に寄与したと主張した。これに対し、Gyakum (1991) は、発達の第 1 段階では上層のトラフとは独立に地表面付近で浅い発達が起こり、第 2 段階で上層のトラフとの相互作用で急速に発達したことを示した。また、すべての爆弾低気圧の発達が上層のトラフとの相互作用で起きているわけではないことを主張した。

この 2 つの爆弾低気圧については、現業の予報モデルは急激な発達の予測に失敗した。非断熱加熱の表現が重要である (Anthes *et al.*, 1983) ことに加えて、初期値で上層のトラフが十分に表現されていることが、急激な発達の予報にとって重要であることが指摘されている (Uccellini, 1986; Manobianco *et al.*, 1992)。

北大西洋の爆発的に発達する低気圧に寄与するメカニズムの解明を目指して、研究プロジェクト ERICA (the Experiment on Rapidly Intensifying Cyclones over the Atlantic) が、1988 年 12 月から 1989 年 2 月に行われた (Hadlock and Kreitzberg, 1988)。期間中、多くの特別観測が行われ、いくつもの爆弾低気圧が観測された。Reed *et al.* (1993) は ERICA の強化観測期間中に発達した低気圧について、データ解析とシミュレーションを行った。1 つの上層のトラフが 2 つの下層の擾乱を励起し、その後、別の上層のトラフが

下層の擾乱の2つのうちのひとつの急速な発達を引き起こしたことが示された。

### mobile trough

下層の低気圧発達に先駆けて上層に存在する擾乱は、“mobile trough”や“short wave”などと呼ばれ、それ自体に着目した解析もなされている。なお、short waveと呼ばれていても、何波長もある波というよりはむしろひとつのPVやジオポテンシャルハイトなどのアノマリーとの認識である。Sanders (1988)は、500mb等圧面上の5520mの等高度線に見られるトラフの統計解析を9つの寒候期について行った。それらのトラフは平均5日持続し、場合によっては緯度円2周以上にわたって追跡できた。またトラフは背景場が北西の流れであるときに生成がよく起きることを指摘した。さらに、山岳地帯でトラフの生成が消滅を上回り、海洋上では消滅が生成を上回っていることが示された。

Rivest *et al.* (1992)はSanders (1988)の解析した長寿命のトラフを、成層圏を含むように改訂したEadyモデルにおいて圏界面付近に存在する、上端モードとして説明できるとした。Eadyモデルは上端(圏界面に相当)を剛体壁としており、これは無限大の静的安定度を持つ成層圏を仮定していることと同値である。Rivestらは、成層圏の静的安定度を有限の値にしても、基本的にEadyの上端モードの性質は保たれることを示した。また、対流圏のPV勾配が正であるとき(例えば $\beta$ 項があるとき)には中立モードが存在しないことが理論的に示されているが、そのような状況のもとでも、Eadyの上端モードに対応する“quasi mode”として存在することを示した(Rivest and Farrell, 1992)。上端モードとはほぼ同じ構造を持ち、発達ののち緩やかに減衰するものである。

一方、Whitaker and Barcilon (1992a, b)は、Type B cyclogenesisを上と下の2つの別々の擾乱の相互作用ととらえるのではなく、背景場によって不安定モードの構造が変化したものと解釈した。すなわち、下層の傾圧性が弱く、静的安定度が大きく、地表面の摩擦が大きい基本場(大陸の上を想定)では、不安定モードは圏界面付近の振幅が大きい構造を持つ。一方、下層の傾圧性が大きく、静的安定度が小さく、地表面の摩擦が小さい基本場(海洋上を想定)での不安定モードは、下端で振幅が大きい構造をもつ。上層のトラフと地表付近で発達する低気圧はそれぞれこれらの不安定モードの具現であり、これでSanders (1988)のトラフの生成消滅の地理分布も説明できるとした。

Lefevre and Nielsen-Gammon (1995)は北半球におけるmobile troughの20年分の統計を行った。Sanders (1988)よりも客観的な方法でmobile troughを同定し、ほぼ同じ結果を得た。北アメリカ北中部、地中海、東南アジアでmobile troughの生成がよく起こることを示した。

Nielsen-Gammon and Lefevre (1996)は、上部対流圏のmobile troughの発達減衰を準

地衡ポテンシャル渦度 (quasi-geostrophic potential vorticity, QGPV) の予報方程式を用いて議論した。QGPV の時間発展は QGPV が地衡風で移流されるという形で表されるが (第 4.4 節参照)、流される QGPV を上層と下層に、流す地衡風を背景風と上層および下層の QGPV アノマリーにともなう風に分けて、それぞれの寄与を発達の段階ごとに評価した。QGPV アノマリーにともなう風は、PV インバージョン (後述) を応用して求めている。

Nielsen-Gammon (1995) は mobile trough の形成を説明し得る複数の概念モデルを比較した。現業のモデルで予報できなかった mobile trough が形成される事例で、各々の概念モデルの適用可能性を調べた。結果は、発達しつつある切離低気圧からの圏界面に沿ったロスビー波伝播が主で、non-modal growth、鉛直シアーによる重ね合わせ、水平シアーによるアノマリーの変形の寄与もあったが、基本場の不安定は発達に関わっていなかったことを示した。

Lackmann *et al.* (1997) は ERICA の強化観測期間中に発達した 3 つの低気圧について、渦度の時間変化、温位勾配の時間変化、非地衡子午面循環の詳しい解析を行い、上層の擾乱が対流圏中層での前線強化を引き起こし、さらにその前線の発達が地表付近での低気圧の発達と結び付いていることを示した。また、アノマリーの形状が等方性を増すことや等位相線の鉛直方向の傾きの増加などの効果が、上層のトラフの渦度の強化の重要なメカニズムであることを示した。PV アノマリーの変形に果たす大規模場の役割は小さく、流れの高周波成分の方が効いていることが示唆された。

## PV アノマリーの相互作用

温帯低気圧の発達の力学は、いずれの解釈にせよ、上層と下層の PV アノマリーの相互作用が大きな役割を果たしているとされている。適当な境界条件とバランス条件を与えることで PV 分布から風や温度などの力学場を求めることができることと、PV は断熱、摩擦なしのもとで保存的であることから、PV は非常に強力な診断量である。この “PV thinking” は Hoskins *et al.* (1985) でまとめられている。

上層と下層の PV アノマリーの相互作用を意識した解析に、piecewise PV inversion analysis がある。QGPV は流線関数に施されるオペレーターが線形なので、QGPV の各 piece に対して一意にインバージョンした流線関数を求めることが出来る (Holopainen and Kaurola, 1991; Robinson, 1988; Hakim *et al.*, 1996)。これに対して流線関数およびジオポテンシャルハイトから PV を得るオペレータは非線形であるので、PV の各 piece に対する流線関数の分配には任意性をともなう。Davis and Emanuel (1991), Davis (1992a) は一つの分配の方法を提案し、これを適用した低気圧の発達の事例解析が行われた (Davis

and Emanuel, 1991; Davis, 1992b; Bresky and Colucci, 1996)。

### 成層圏対流圏物質交換 (STE)

従来、対流圏界面を大きく変形させる温帯低気圧の発達成層圏対流圏間の物質交換を担っているとされてきた。近年、成層圏対流圏物質交換の枠組みが整理され、「成層圏での波の破碎に伴って駆動される子午面循環」が本質的な役割を担うという描像が確立された (Holton *et al.*, 1995)。しかしながら、中緯度において成層圏から対流圏への輸送の実際の担い手が対流圏界面付近の波動擾乱であることには変わりなく、その動態を把握することの重要性は依然としてある。

中緯度の対流圏界面を歪ませる現象についての研究は古くから数多くある。最近では、Appenzeller *et al.* (1996) が PV や水蒸気などの準保存量を用いて、圏界面の折り畳みのイベントに際して成層圏の気塊が対流圏に侵入している様子を示した。

### レビューのまとめ

上部対流圏の mobile trough についての研究は、主としてそれにひきつづく低気圧の発達の理解を動機とするものであった。mobile trough そのものをターゲットとする研究は、Sanders (1988) にはじまる。引き金となるトラフは波の構造を必ずしも持っておらず、むしろ単独の PV の極大あるいはジオポテンシャルハイトの等値線の曲率の構造として認識されることが多かった。

本論文の主題である中間規模波動は、Sanders (1988) らの mobile trough の相互作用していないときの波動的な様相を捉えたものである可能性もある。ただし、本論文では Sanders (1988) らとは異なり、低気圧発達のトリガーとしてではなく中立的な波動としての見方に重きを置く。

## 第 3 章

# 東アジアおよび北西太平洋上空における季節変化

### 3.1 はじめに

第 1 章で述べたように、SEH93 および Hirota *et al.* (1995) の解析は特定の季節・領域に限られていた。

そこで、この章では、東アジアおよび西太平洋上空における中間規模波動の振舞の季節変化を記述することを目的とする。特に卓越領域の地理分布と位相速度に着目した。データは時間分解能 1 時間、期間 1 年の局地気候モデルの時間積分値を用いた。

以下、第 3.2 節では用いたデータについて記述し、第 3.3 節で着目する現象の特徴について概観する。中間規模波動の卓越領域と位相速度および鉛直構造についての解析結果は、それぞれ第 3.4、3.5、3.6 節に示す。第 3.7 節でまとめと結論を述べる。

### 3.2 データ

気象庁気象研究所の局地気候モデル (Sasaki *et al.*, 1995) はいわゆるネスティングモデルで、大規模な分解能の粗いモデルと内側の高分解能の領域モデルを波数空間で結合している (Kida *et al.*, 1991)。実際のネスティングは、12 時間毎にアジア域を計算領域とする FLM (Fine-mesh Limited-area Model, 気象庁で以前短期予報のために用いられていたモデル) の改訂版の大規模場を気象庁全球客観解析データ GANAL(Global Analysis dataset) の大規模場と置き換えることによって行われる。よってこのモデルでは 1 年にわたる長時間積分の間、小規模現象のなめらかな時間発展が期待される。予報モデルでは一定時間



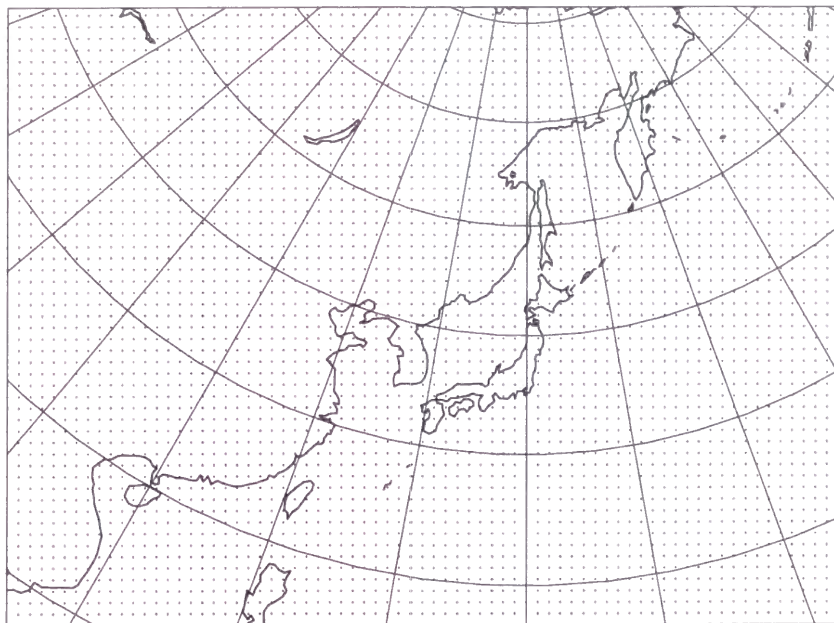


図 3.1: 局地気候モデルの計算領域。図中の点は格子点の位置を表す。

毎に新たな初期値からの時間積分を行うので、時間方向の連続性に難点がある。これに対し、局地気候モデルの時間積分値は現実の現象そのものを予測したものではないが、背景場の変動を感知した現実の現象の特徴を持っていると考えられる。また時間分解能が客観解析データより優れていることも、このデータを用いる際の利点である。

図 3.1 は FLM の計算領域を示す。オリジナルデータは図 3.1 に示した  $73 \times 55$  点で与えられている。水平格子間隔は  $60^\circ\text{N}$  で 127 km である。モデルの鉛直グリッドは  $\sigma$  座標で 16 層あり、注目する中上部対流圏では鉛直格子間隔はおよそ 2 km である。解析にはデータを  $1^\circ \times 1^\circ$  の緯度経度グリッド、および 1000 ~ 100 hPa の 12 の気圧面に射影してから用いた。データの時間間隔は 1 時間、期間は 1984 年 12 月 31 日から 1986 年 1 月 4 日の 370 日間である。

### 3.3 モデルデータにおける中間規模波動の存在とその特徴

図 3.2 は  $35 \sim 45^\circ\text{N}$  で平均した南北風の経度高度断面図を 6 時間毎に示したものである。後述するように、中間規模波動はこの緯度帯で最大振幅を取る。南北風場に 2 種類の波が卓越している。図中の太い実線は上部対流圏の南風の最大の東向き伝播を示している。この最大値の位相速度は 1 日あたり  $31^\circ$ 、すなわち  $40^\circ\text{N}$  で  $31 \text{ ms}^{-1}$  である。もう一方の波の伝播は破線で示され、上部対流圏の位相伝播よりも遅い。

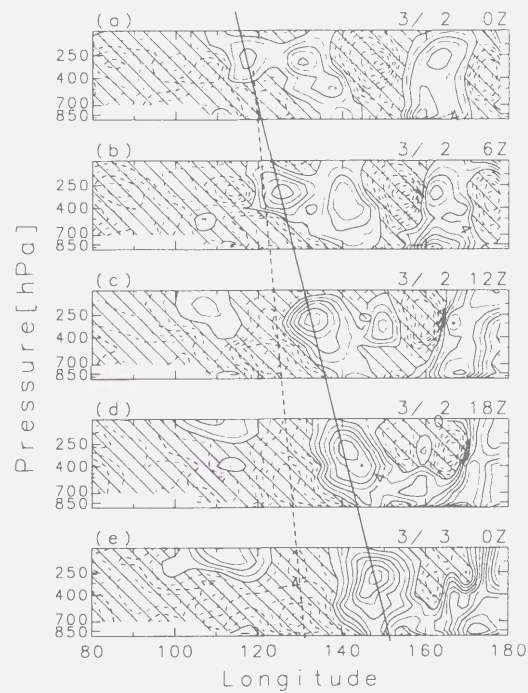


図 3.2: (a)3 月 2 日 00 時、(b)06 時、(c)12 時、(d)18 時、(e)3 月 3 日 00 時における南北風 (35~45°N の平均) の経度高度断面図。時刻はグリニッジ標準時。斜線部は負の値を示す。コンター間隔は  $2 \text{ ms}^{-1}$ 。

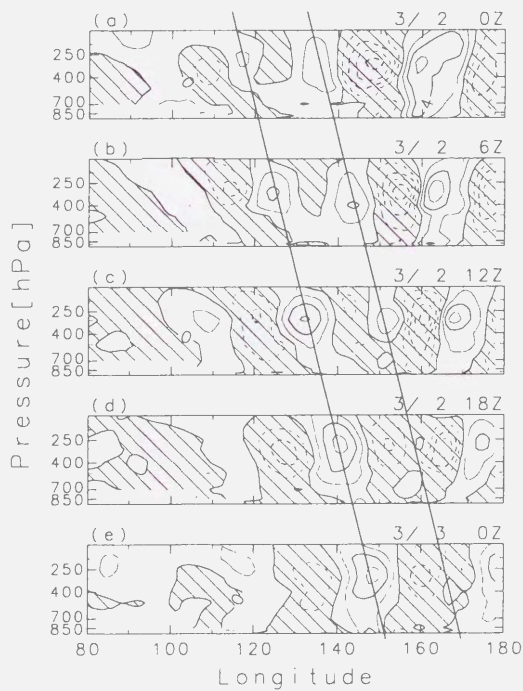


図 3.3: 図 3.2 と同じ、ただし 12~42 時間周期成分。

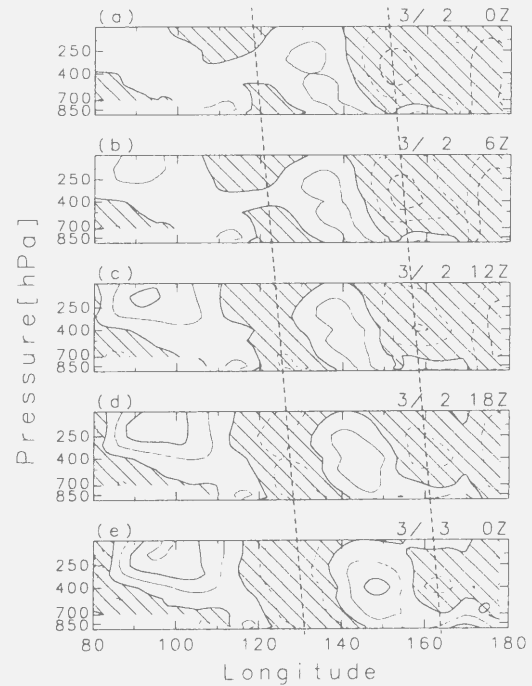


図 3.4: 図 3.2 と同じ、ただし 60~144 時間周期成分。

これら二つの波はそれぞれ異なるバンドパスフィルターを用いて、よりはっきりその特徴を取り出すことができる。図 3.3 は、カットオフ周期が 12 時間と 42 時間のバンドパスフィルターを用いて抽出した南北風成分の経度高度断面図である。図 3.2 の速く伝播する波の特徴が明瞭に表現されている。波長は約 2000 km である。振幅は 250 ないし 300 hPa で最大値を取る。位相の鉛直方向の傾きは 500 hPa より上ではほとんどない。これらの特徴は SEH93 で記述された中間規模波動と本質的に同一である。

一方、図 3.2 の遅く伝播する方の波は周期 60 ～ 144 時間の成分によく表現されている。図 3.4 はこの成分の経度高度断面図である。波長は約 4000 km で、等位相線は高度とともに西に傾いており、いわゆる総観規模の傾圧波動の特徴と一致している。

12～42 時間周期成分の南北風成分の緯度経度断面図の 3 月 2 日 12 時、250 hPa におけるスナップショットを図 3.5 に示す。30～45°N の緯度帯の中に波列がおおよそ東西に分布している。上記のことから、局地気候モデルの中で本研究の対象である対流圏界面付近の中間規模波動が表現されていることは明らかである。

これまでに挙げた特徴は東西風成分やジオポテンシャルハイト成分にもみられるが、以降の解析は波の構造が最も明瞭な南北風成分を用いて行った。図 3.6 は 35～45°N で平均した 250 hPa における南北風の 12～42 時間周期成分 1 年分のホフメラーダイアグラム(経度時間断面図)である。東向きの位相伝播がすべての季節ではっきりと確認でき、中間規模波動が 1 年を通じて存在していることを示している。振幅は春に最も大きい。100°E 付近から波の位相の伝播が明瞭になっている。

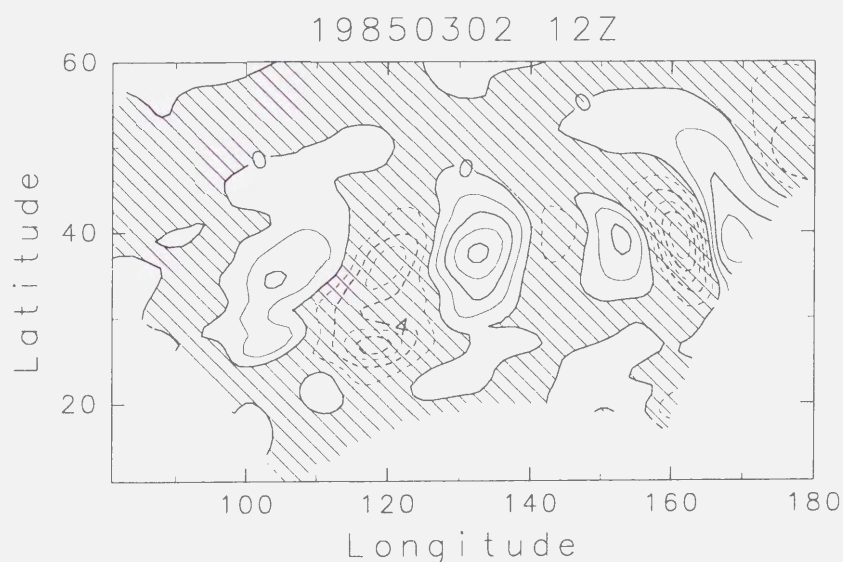


図 3.5: 3 月 2 日 12 時、250 hPa における南北風の 12～42 時間周期成分の水平分布図。



$V' [m/s] \quad (35-45N, \quad 250hPa)$

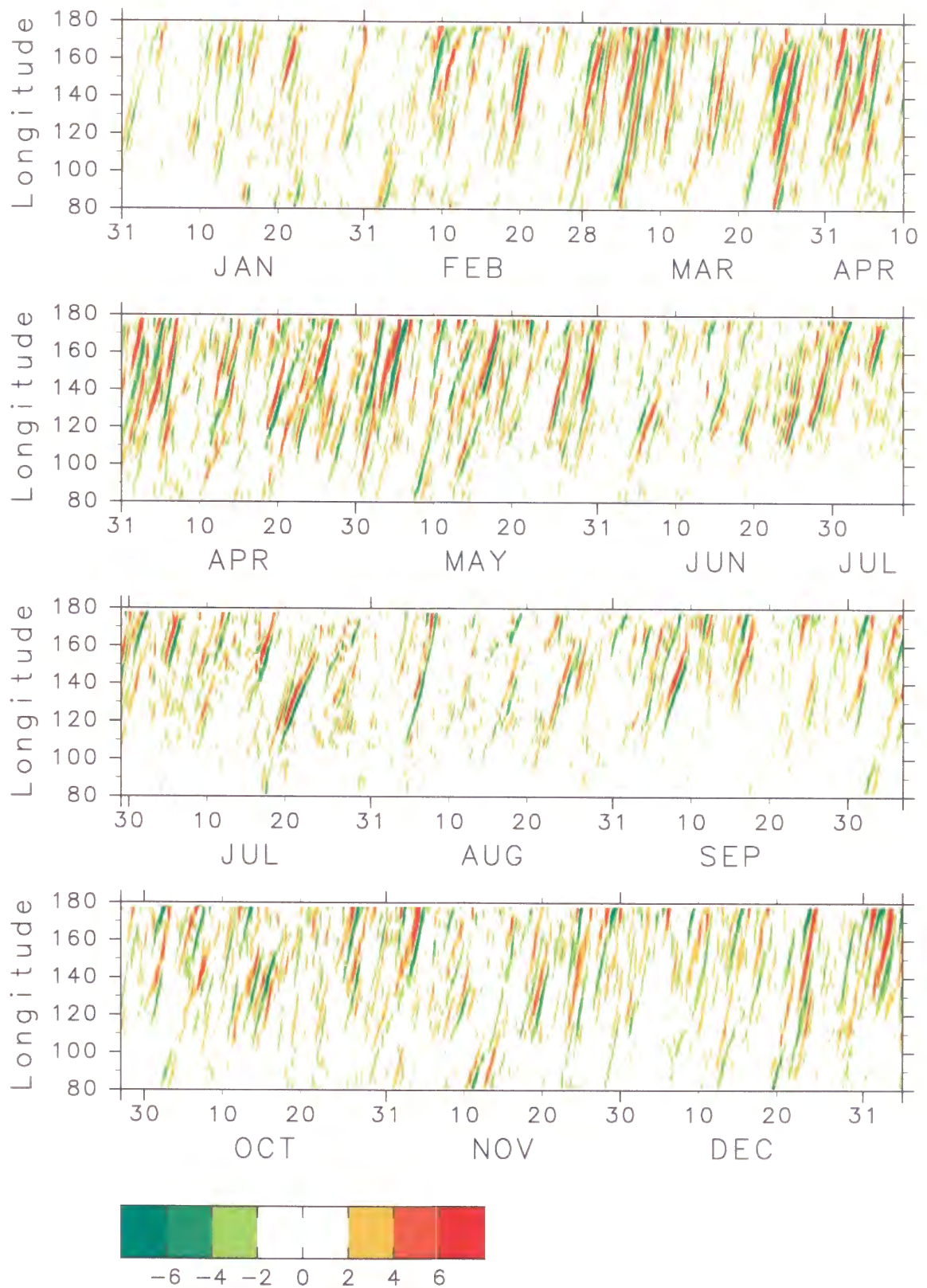


図 3.6: 250 hPa における、南北風の 12~42 時間周期成分 (35~45°N の平均) のホフメラーダイアグラム。

### 3.4 中間規模波動の卓越領域

この節では、中間規模波動の卓越領域について調べた。振幅の強度の指標として、南北風のバンドパスフィルターで抽出した成分の2乗平均値 ( $\overline{v'^2}$ ) を用いた。

各季節における 250 hPa の中間規模波動にともなう  $\overline{v'^2}$  の水平分布を図 3.7 に示す。春 (3~5 月) には大きな値は 40°N を中心に分布している。経度方向には 100°E 以東で大きく、160°E で最大値を取る。卓越領域の西の限界が 100°E 付近にあるのは注目すべきである。この場所は図 3.6 のホフメラーダイアグラムにおいて東向き位相伝播が現れる経度でもある。波の振幅が最大となる緯度は季節によって異なり、夏は 45°N、冬は 35°N である。

一方、総観規模波動にともなう  $\overline{v'^2}$  の分布を図 3.8 に示す。総観規模波動の振幅は経度とともに単調に増加していて、最大値は領域の外にあると考えられる。

続いて、子午面内での分布について調べた。図 3.9a は 2 月 24 日~4 月 9 日の 130~170°E での 12~42 時間周期成分の  $\overline{v'^2}$  の緯度高度断面図である。最大値は 40°N の圏界面付近 (300 hPa) にある。平均東西風の分布 (図 3.9b) と比べると、上の最大値はジェット中心 (38°N、250 hPa) の少し下、少し極側にあると分かる。さらに地表面付近にも極大値が存在している。鉛直分布に極大値が 2 つある特徴は他の時期にも見られた。上の最大値は 300~200 hPa に位置していた。

図 3.7, 3.9 の特徴は、中間規模波動の卓越領域がジェットに関連していることを示唆している。250 hPa での 130~170°E で平均した中間規模波動の南北風成分の  $\overline{v'^2}$  の時間緯度断面図を図 3.10a に示す。振幅最大の緯度は同じ高さの平均東西風が最大となる緯度 (図中の太線) の季節変化にともなって移動することが明白である。図 3.10a のもうひとつの興味深い特徴は、春に唯一つの最大値を取ることである。これは総観規模波動が秋にも同じくらいの極大値を持つことと異なっている (図 3.10b)。総観規模波動の振幅は冬に極小になっていて、Nakamura (1992) の米国国立気象センター (National Meteorological Center, NMC) 客観解析データ 20 年分の統計解析結果と一致する。振幅が最大となる緯度が西風ジェット軸とともに移動する傾向は、総観規模波動にも見られる。

### 3.5 中間規模波動と総観規模波動の位相速度

SEH93 では、春季について、中間規模波動の位相速度が総観規模波動の位相速度のおよそ 2 倍であることを示した。これは中間規模波動が総観規模波動の高調波ではないことを示している。ここでは、1 年を通した中間規模波動の位相速度の振舞について調べた。

位相速度は次のような手順で推定した。経度が 10°離れた 2 地点の 5 日間の時系列の相

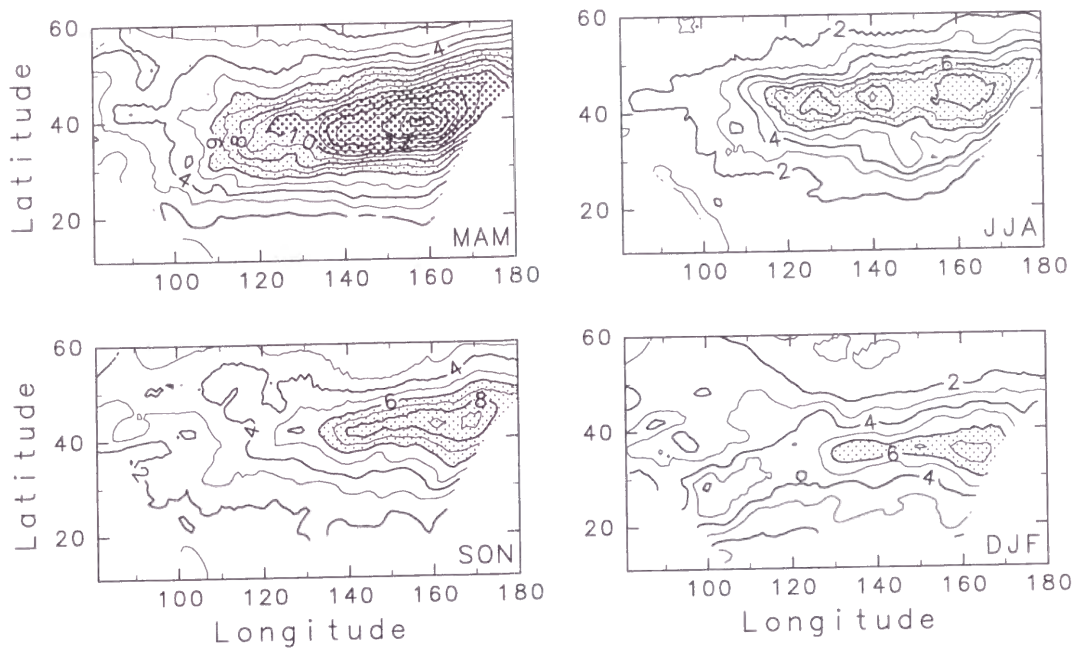


図 3.7: 各季節における 250 hPa での南北風の 12~42 時間周期成分の 2 乗平均の緯度経度断面図。

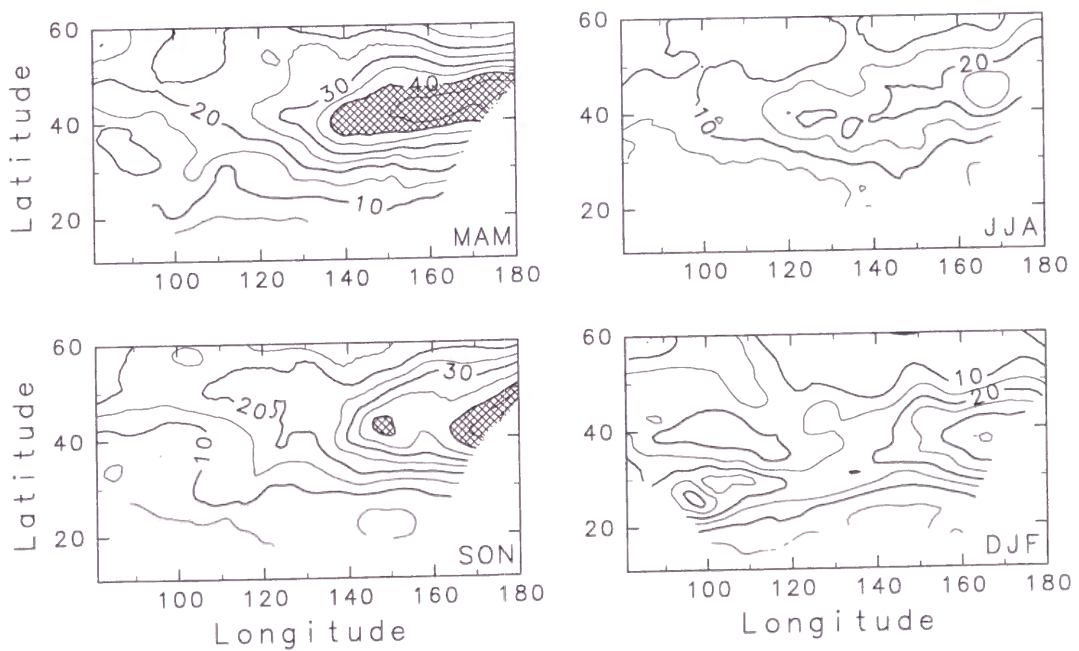


図 3.8: 図 3.7 と同じ、ただし 60~144 時間周期成分について。

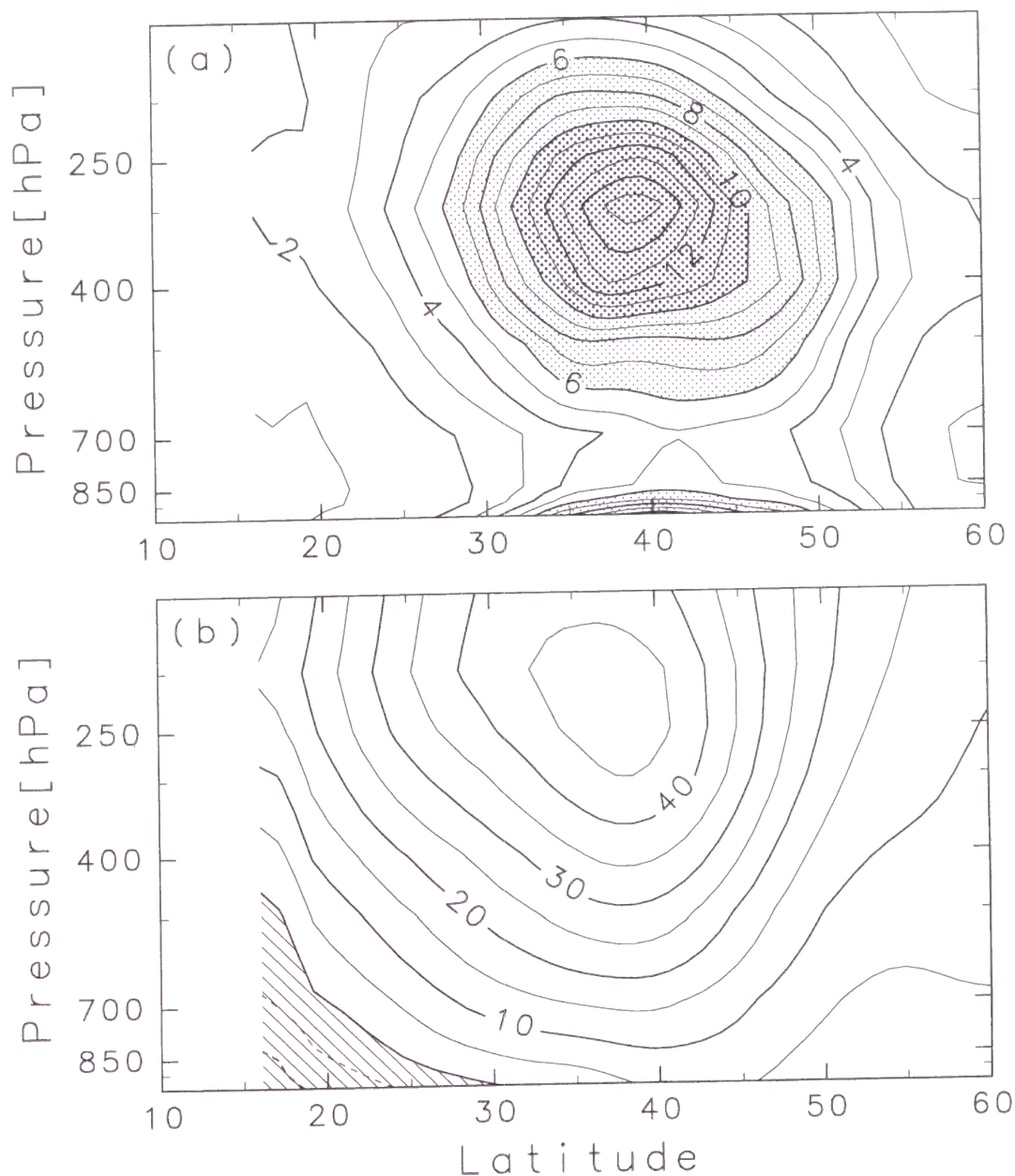


図 3.9: (a) 南北風 12~42 時間周期成分の 2 乗平均および (b) 平均東西風の緯度高度断面図。

互相関を計算し、相互相関の最初の極大値をとる遅れ時間 $\tau$ を検出する。これは時間 $\tau$ かかって  $10^\circ$  位相伝播したものと考えられる。したがって、 $10^\circ$  の距離を  $\tau$  で割ったものが東向き位相速度として見積もられる。総観規模波動の位相速度についても 20 日間の時系列を用いて同じように見積もった。

950~150 hPa の 10 レベルにおける結果を図 3.11 に示す。また 250 hPa および 850 hPa における、各季節および一年を通しての平均値を表 3.1 と表 3.2 に示す。



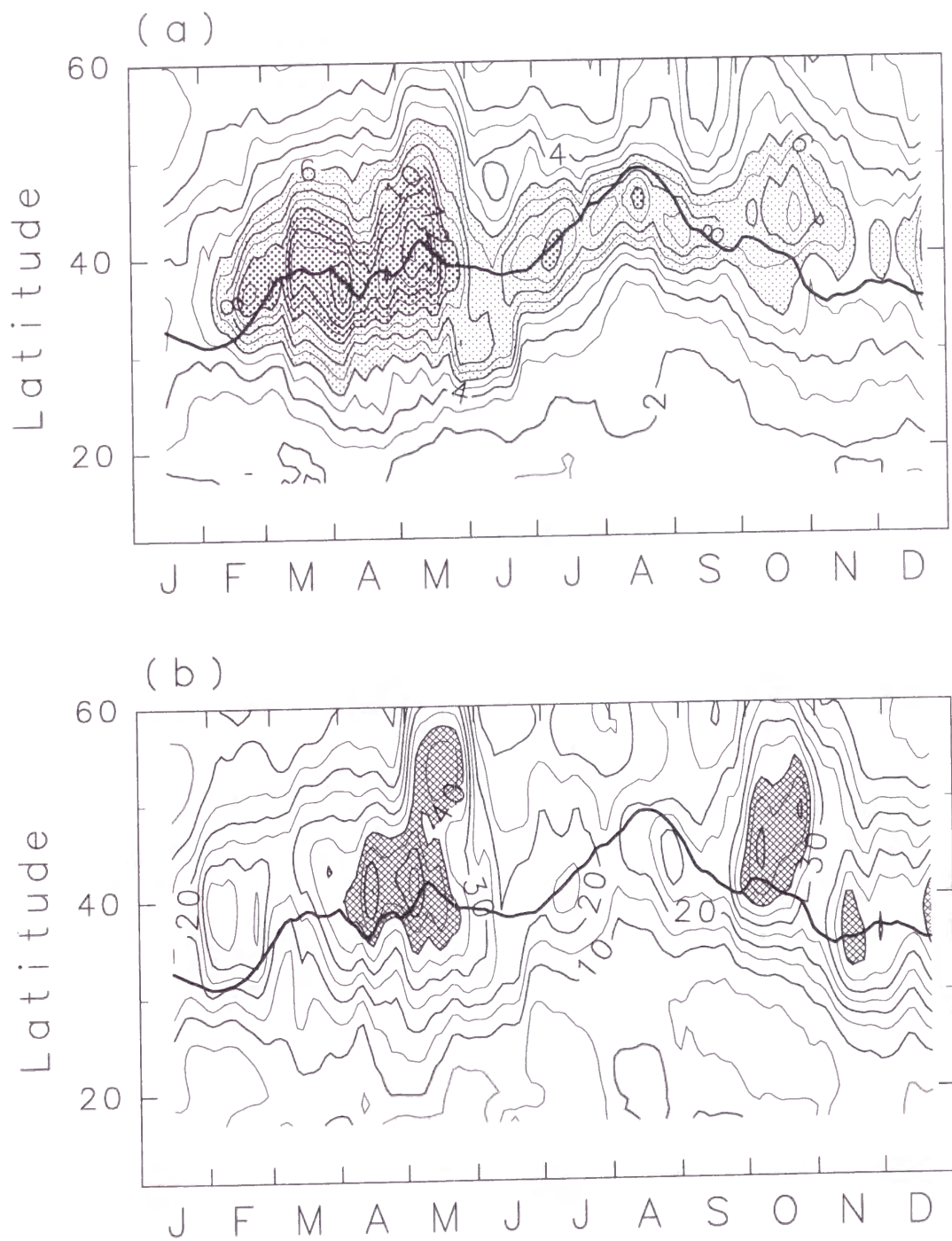


図 3.10: 250 hPa における南北風の (a)12~42 時間周期成分および (b)60~144 時間周期成分の 2 乗平均値の緯度時間断面図。130~170°E の平均。太線は 250 hPa における平均東西風の最も強い緯度を示す。

level	Spring	Summer	Autumn	Winter	Average
250 hPa	$22 \pm 5 \text{ ms}^{-1}$	$17 \pm 4 \text{ ms}^{-1}$	$21 \pm 4 \text{ ms}^{-1}$	$24 \pm 4 \text{ ms}^{-1}$	$21 \pm 5 \text{ ms}^{-1}$
850 hPa	$16 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$	$14 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$	$17 \pm 3 \text{ ms}^{-1}$	$17 \pm 3 \text{ ms}^{-1}$	$16 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$

表 3.1: 12~42 時間周期成分の 250 hPa と 850 hPa における位相速度。

level	Spring	Summer	Autumn	Winter	Average
250 hPa	$12 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$9 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$12 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$13 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$12 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$
850 hPa	$11 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$9 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$12 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$13 \pm 1 \text{ ms}^{-1}$	$12 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$

表 3.2: 60~144 時間周期成分の 250 hPa と 850 hPa における位相速度。

上部対流圏 (300 hPa より上) では、12~42 時間周期成分は春に約  $22 \pm 5 \text{ ms}^{-1}$  の位相速度を持っていて、SEH による見積もり ( $22 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$ ) と合致する。またジェット風速の変化と対応がよい。総観規模波動の位相速度は約  $12 \pm 2 \text{ ms}^{-1}$  であり、常に中間規模波動の位相速度の方が大きい。

下部対流圏 (700 hPa より下) では 12~42 時間周期成分の位相速度は  $16 \text{ ms}^{-1}$  で、上部対流圏よりも小さい。また、下層の波の位相速度の季節変化は上の波より小さい。

12~42 時間周期成分の位相速度が 2 つのグループ、すなわち上部対流圏 (中間規模波動に対応) と下部対流圏とに明確に区別されることは重要である。これは総観規模波動の位相速度が高さに依存していないことと対照的である。上下 2 つの波のグループは振幅の緯度高度断面図 (図 3.9a) に見られた 2 つの最大値に対応する。上下の波は位相速度が異なることから別のシステムと考えられる。

12~42 時間周期成分の位相速度の高さ依存性は、図 3.3 のスナップショットの連続にも現れている。3 月 2 日 00 時に上部対流圏の  $118^\circ\text{E}$  にある南風の最大値 (図 3.3a) は東向きに伝播して 24 時間で  $149^\circ\text{E}$  に到達している。対流圏下層では、3 月 2 日 00 時 (図 3.3a) に南風成分は上層の最大値より東、 $135^\circ\text{E}$  にあって、よりゆっくり東進し、3 月 3 日 00 時には上層の最大値に追い付かれ (図 3.3e)、3 時間後には追い越される。他方、60~144 時間周期成分については、図 3.4a で  $130^\circ\text{E}$  付近にある南風の最大値が対流圏全体で位相の西の傾きを維持したまま東進している。

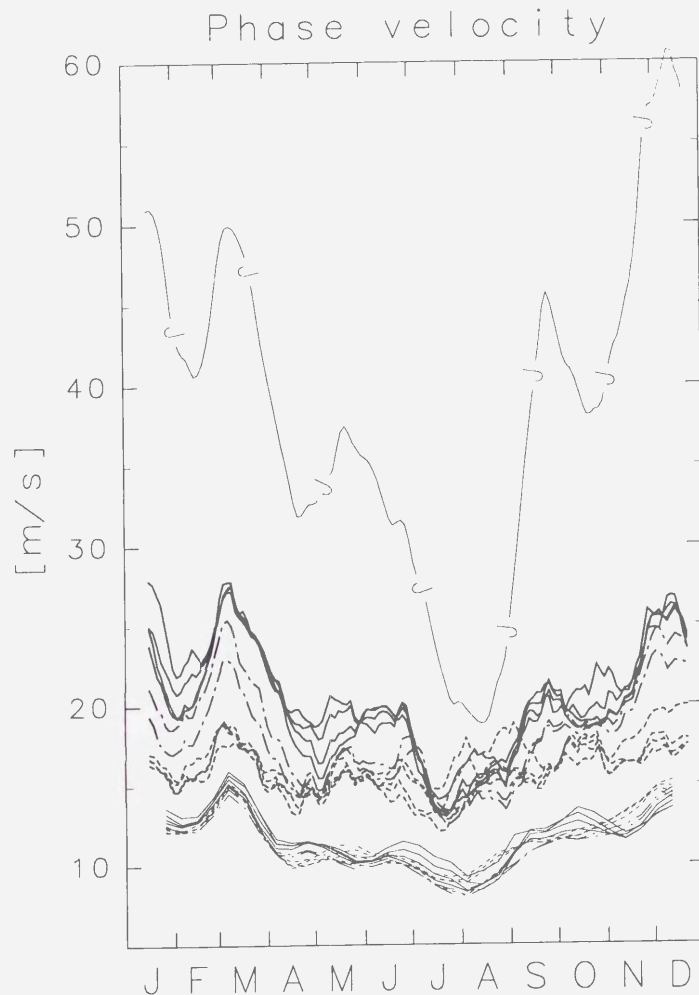


図 3.11: 12~42 時間周期成分 (太線) と 60~144 時間周期成分 (細線) の位相速度の季節、高度特性。実線は 150, 200, 250, 300 hPa、1 点鎖線は 400 および 500 hPa、点線は 700, 850, 900, 950 hPa を示す。J のついた細い実線は 250 hPa における平均東西風を示す。

### 3.6 中間規模波動の鉛直構造

第 3.4 節で、12~42 時間周期成分の振幅は上部対流圏と地表付近の 2ヶ所で極大値をとることが示された。また第 3.5 節では、2つの極大値に寄与する成分の位相速度が異なっていることが分かった。そこで対流圏界面付近の中間規模波動の鉛直構造を明確にするために、35~45°N で平均した南北風成分の経度高度断面図のコンポジット解析を行った。

140°E, 250 hPa における南北風の時系列が正の  $2 \text{ ms}^{-1}$  以上の極大値を取る時刻を検出し、これらの時刻においてコンポジット平均をとった。なお、負の極大値を取る時刻の経度高度断面図の符号を逆にしたものも用いた。図 3.12 は、図 3.9 と同じ期間から選んだ 54 の時刻における経度高度断面図をもとに作成したコンポジット図である。右側の図は

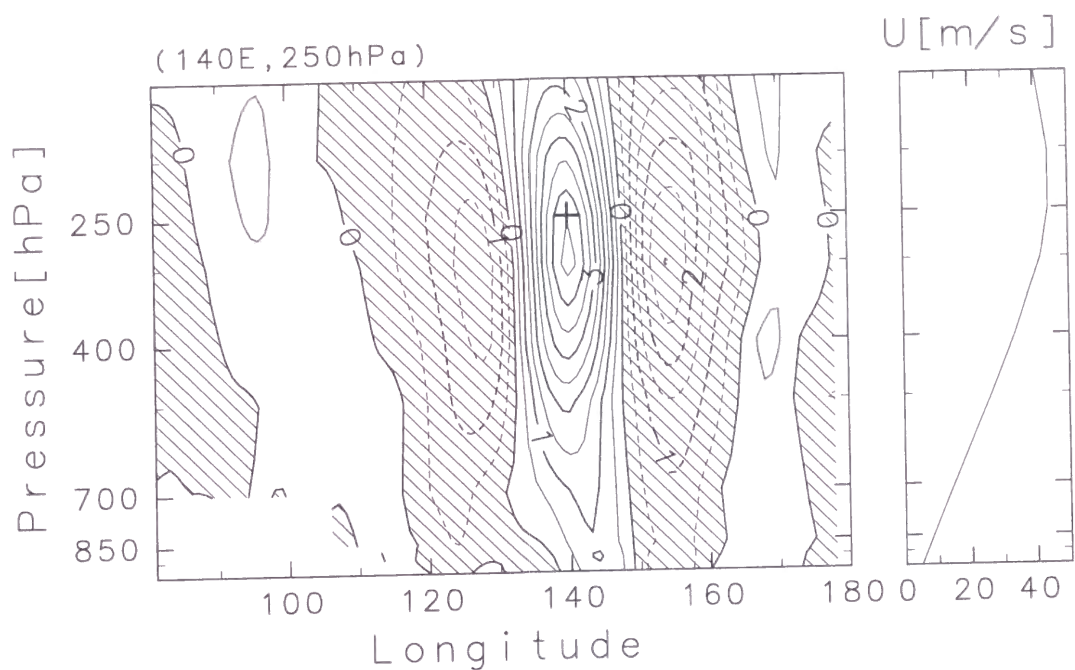


図 3.12: 南北風の 12~42 時間周期成分のコンポジット経度高度断面図。+は位相の基準点 (140°E, 250 hPa)。右側の図は平均東西風の鉛直プロファイル。

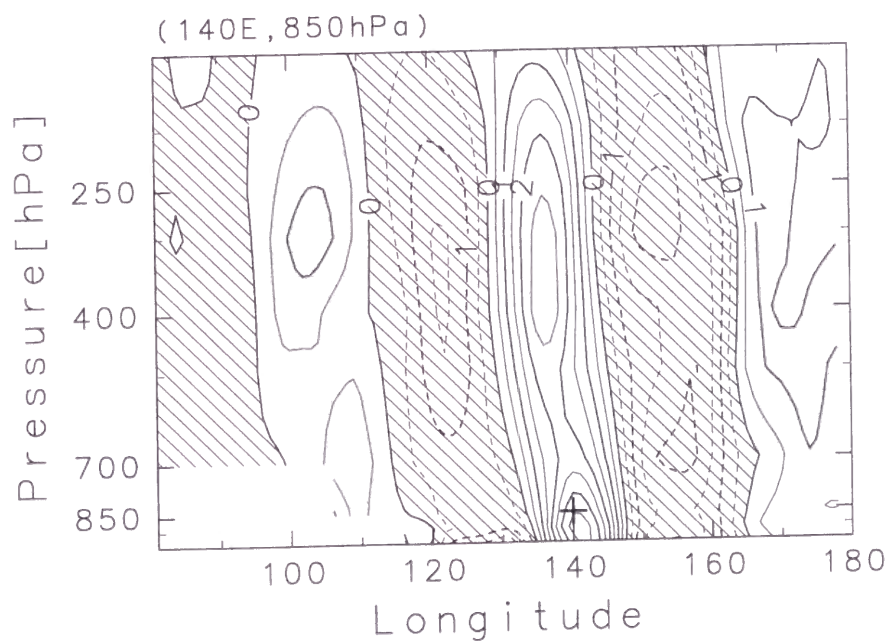


図 3.13: 図 3.12 と同じ、ただし位相の基準点を (140°E, 850 hPa) にとったもの。



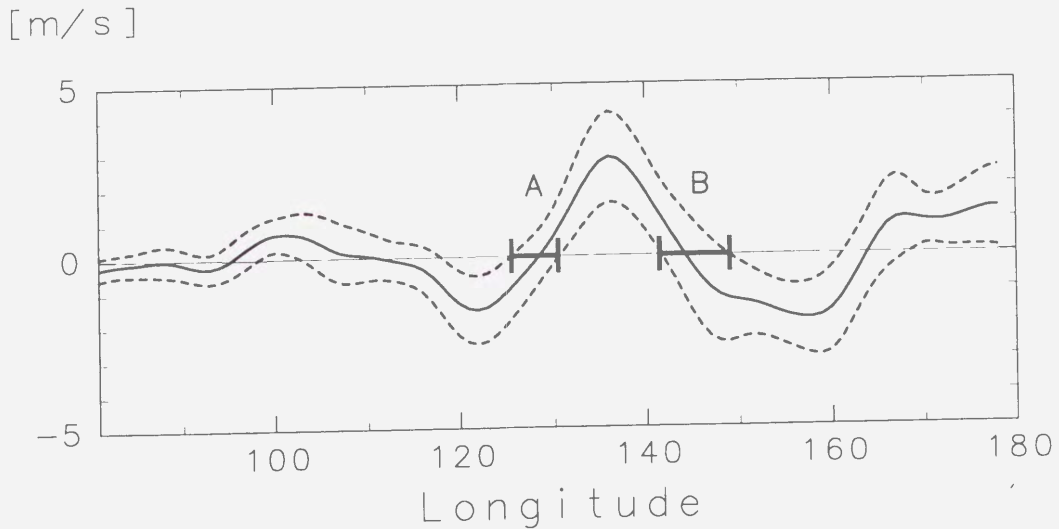


図 3.14: 図 3.13 の 400 hPa における南北風成分 (実線) と、その 90% の信頼区間 (破線) の経度構造。A、B は、それぞれ最大値の西と東で  $0 \text{ ms}^{-1}$  の値を取る経度と推定される区間を示す。

平均東西風を示す。

振幅の最大値は 1ヶ所、ジェットを中心 (250 hPa) の下、300 hPa にある。振幅は極大値付近に限られており、鉛直方向の半値半幅は約 4 km (300~500 hPa) である。図 3.9a に見られた地表面近くの第 2 極大はあらわれない。これは上の波と位相速度が異なる下の波の位相がランダムで、コンポジットを取ると打ち消されるためであると解釈できる。鉛直方向の位相の傾きはない。これらの特徴は SEH93 の結果とも一致する。

一方、 $140^{\circ}\text{E}$ , 850 hPa を基準にして、同様の解析を行った。図 3.13 は 24 枚の図から作成したコンポジット図である。大きな値が地表面近くにある。興味深い特徴は、下層の最大値の西側の上層にも極大値が存在することである。

この構造の統計的有意性を t 検定で確かめた。図 3.14 の破線は 400 hPa におけるコンポジットした南北風の 90 % の信頼区間である。これに基づき、値がゼロになる経度の幅 (A および B) を見積もることができる。最大値は値ゼロをとる 2つの経度の中央にあると考えられる。東側の推定区間 (B) の東端が西側のエラーバー (A) の東端よりも基準点に近いことから、90 % の信頼度で上層の最大値が下層の最大値の西側にあると推定される。

このコンポジット解析の結果は、上層の波と下層の波がこのような位相関係にあるときに上層の波の振幅が大きいことを示唆している。

### 3.7 この章のまとめ

上部対流圏の中間規模波動の季節変化を、局地気候モデルのデータを用いて、卓越領域と位相速度の観点から調べた。結果は以下の通りである。

1. 中間規模波動はどの季節にも東アジアと西太平洋上空に存在し、東向きに伝播している。
2. 波の活動は春に最も大きい。
3. 波が活発な緯度は、亜熱帯西風ジェットの季節による南北移動に伴って動く。
4. 中間規模波動の位相速度は冬に大きく夏に小さい。ジェット風速の変化と対応がよい。

中間規模波動の鉛直構造については次のことが明らかになった。

5. 上部対流圏の中間規模波動の振幅最大は西風ジェットの下にある。半値半幅はおよそ 4 km である。位相速度が同じところでは位相の傾きがない。
6. 同じ周期成分に、地表面近くに最大振幅を持つ、別の波動擾乱がある。位相速度は  $16 \text{ ms}^{-1}$  で上の波の位相速度より小さい。

この結果は中間規模波動が圏界面やジェット軸の近傍に制限されていることを示唆する。

また総観規模波動については、中間規模波動と異なる次のような特徴を持つことが分かった。

7. 総観規模波動の振幅は経度とともに単調増大し、領域の外側で最大を取る。
8. 総観規模波動は春と秋に活発である。
9. 総観規模波動の位相速度は高さによらず、上部対流圏の中間規模波動のおよそ半分の大きさである。

項目 9. は中間規模波動が総観規模波動の高調波でなく、独立固有の励起メカニズムを持っていることを示す。ただし、2つの波はいくつか共通点も持っている。例えば、卓越領域のジェットとの対応や春に活発であることなどである。

以上の結果より、上部対流圏の中間規模波動の出現は亜熱帯西風ジェットに強く制御されているといえる。したがって、中間規模波動の存在のための重要な鍵が対流圏界面やジェット軸付近の大気の構造にあると考えられる。背景流との関係を中間規模波動の力学を明らかにするために調べる必要がある。

## 第 4 章

# 背景場との関係

### 4.1 はじめに

第 3 章で中間規模波動の出現が、亜熱帯西風ジェットと大きく関係していることが示された。この結果を踏まえて、この章では中間規模波動のメカニズムに、特に背景場との関係について、観測とデータ解析から迫ることを目的とする。中間規模波動が日本上空で卓越する春季において、約 3 週間にわたり京都大学 MU レーダーで風の観測を行った。同時にラジオゾンデ観測も行った。期間中、温帯低気圧だけでなく中間規模波動も数例観測することができた。さらに客観解析データを用いて、中間規模波動と背景場との関係を準地衡ポテンシャル渦度分布の観点から調べた。

その際、Sato *et al.* (1998) (以後、SYM98 と略記) の提出した理論を念頭に置いている。SYM98 は、圏界面での中間規模波動が、局所的な準地衡ポテンシャル渦度 (quasi-geostrophic potential vorticity, QGPV) の極大に捕捉される、ほぼ中立な内部モードとして解釈できるとの理論を提出した。中緯度圏界面付近には西風シアー中で静的安定度が急変することによる、QGPV の極大が存在する。静的安定度や基本場の鉛直シアーの現実的なパラメタのもとで、この極大に捕捉されるモードは、観測される中間規模波動とよく似た特性を持つことが示された。

以下、第 4.2 節では、観測とデータの詳細について述べる。第 4.3 節では観測結果について示す。QGPV による解析とそれに必要な理論的枠組みは第 4.4 節で与える。解析結果に基づく議論を第 4.5 節で行い、第 4.6 節でまとめと結論を述べる。

## 4.2 データ

MU レーダーは MST (mesosphere-stratosphere-troposphere) レーダーの一つであり、滋賀県信楽町 (34.9°N、136.1°E) に位置している。MU レーダーのシステムの詳細は Fukao *et al.* (1985) を参照されたい。

1995 年 4 月 8~26 日に 19 日間連続観測を行い、風速の鉛直および時間分解能の細かいデータを取得した。MU レーダー観測では、ビーム方向に 150 m 間隔で視線速度を得ることができる。オリジナルデータの時間間隔は 3 分であるが、本研究では Sato *et al.* (1997) による、サイドローブからの妨害などを除去後大気エコーのスペクトルデータをインコヒーレント積分して欠損値を減らした 30 分間隔の風速データを用いた。

MU レーダー観測期間中に、並行してラジオゾンデ観測も行った。12 時間毎に高層気象観測と同時刻 (00 時と 12 時) に放球した。温度と湿度のデータが 2.5 秒間隔で得られる。これは約 10m の高度間隔に相当するが、MU レーダーの鉛直分解能と同じ間隔にして用いた。

観測データは 1 点のみであるので、現象の水平構造を調べるために気象庁の全球客観解析データ GANAL を用いた。水平格子間隔は 1.875°、時間間隔は 6 時間である。鉛直方向には、1000~10 hPa の 15 の気圧面でデータが提供されている。

この研究では圏界面付近の微細な鉛直構造に焦点を当てた。しかし客観解析データはもっとも細かいところで約 1 km の鉛直分解能であるので、数百メートルの鉛直分解能を持つ高層気象観測ネットワークデータも用いることにした。図 4.1 は、気象庁による 18 の高層気象観測官署を示す。このうち、ほぼ 140°E に沿う 7 観測点 (●印) のデータを用いた。

## 4.3 観測結果

図 4.2 は MU レーダーで観測した東西風と南北風の時間高度断面図である。黒丸は世界気象機関 (WMO) の定義<sup>1</sup>にしたがってラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さを示している。亜熱帯西風ジェット軸は観測期間を通じて、高さ 12 km 付近にあった。期間中、温帯低気圧が観測所上空を 4 月 12、19、23 日に通過した。南風から北風への風向の変化が高さとともに時刻が遅れて出現している。これは、傾圧波動の鉛直方向の等位相線が西に傾いている構造に対応するものと考えられる。

<sup>1</sup>対流圏界面高度は次の条件を満たす高度であると定義されている。(1) その高度での温度減率が 2K/km より小さい。(2) その高度と上方 2km 以内の各点との間の平均温度減率が 2K/km より小さい。(3) 500 hPa より上である。

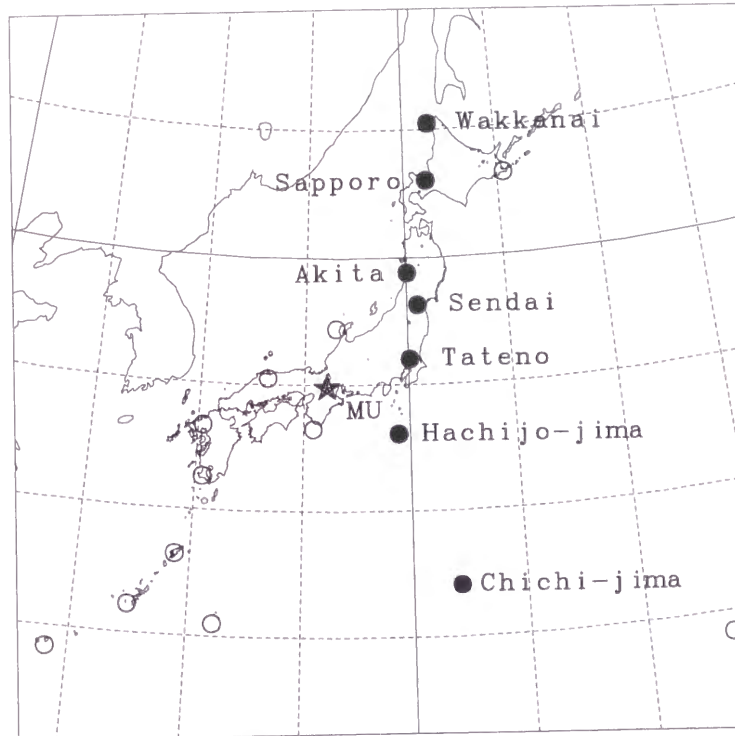


図 4.1: 高層気象観測官署 (○印と●印) と MU レーダー (★印) の位置。●印はこの解析でデータ用いた官署を示す。

この風向の変化に加えて、中間規模波動にともなうものと思われる南北風の振動が、圏界面付近に 3 度 (4 月 15~18 日、21~22 日と 23~24 日) 観測されている。この振動は 20~30 時間の周期を持ち、温帯低気圧の通過の後に現れている。

図 4.3 はラジオゾンデ観測から得られた温度とブラント-バイサラ振動数の 2 乗の時間高度断面図である。温度データはカットオフ波長 3 km の鉛直ローパスフィルターでなめらかにされている。観測期間のはじめには、圏界面の高さは 15 km 付近である。4 月 12 日には圏界面は 12 km 付近に下がる。その後、低気圧の通過に伴って、圏界面高度は上下する。ここで注目すべきは、中間規模波動が顕著な期間が圏界面の高さでリッジに当たっていることである。このとき圏界面は高く、圏界面直上の厚さ 1~2 km の薄い層で安定度が大きく、直下で小さくなっている。

以降では、中間規模波動が観測された 2 つの特徴的な期間に焦点を当てて議論を進める。4 月 23~24 日のイベントを Case I, 4 月 15~18 日のイベントを Case II と呼ぶことにする。



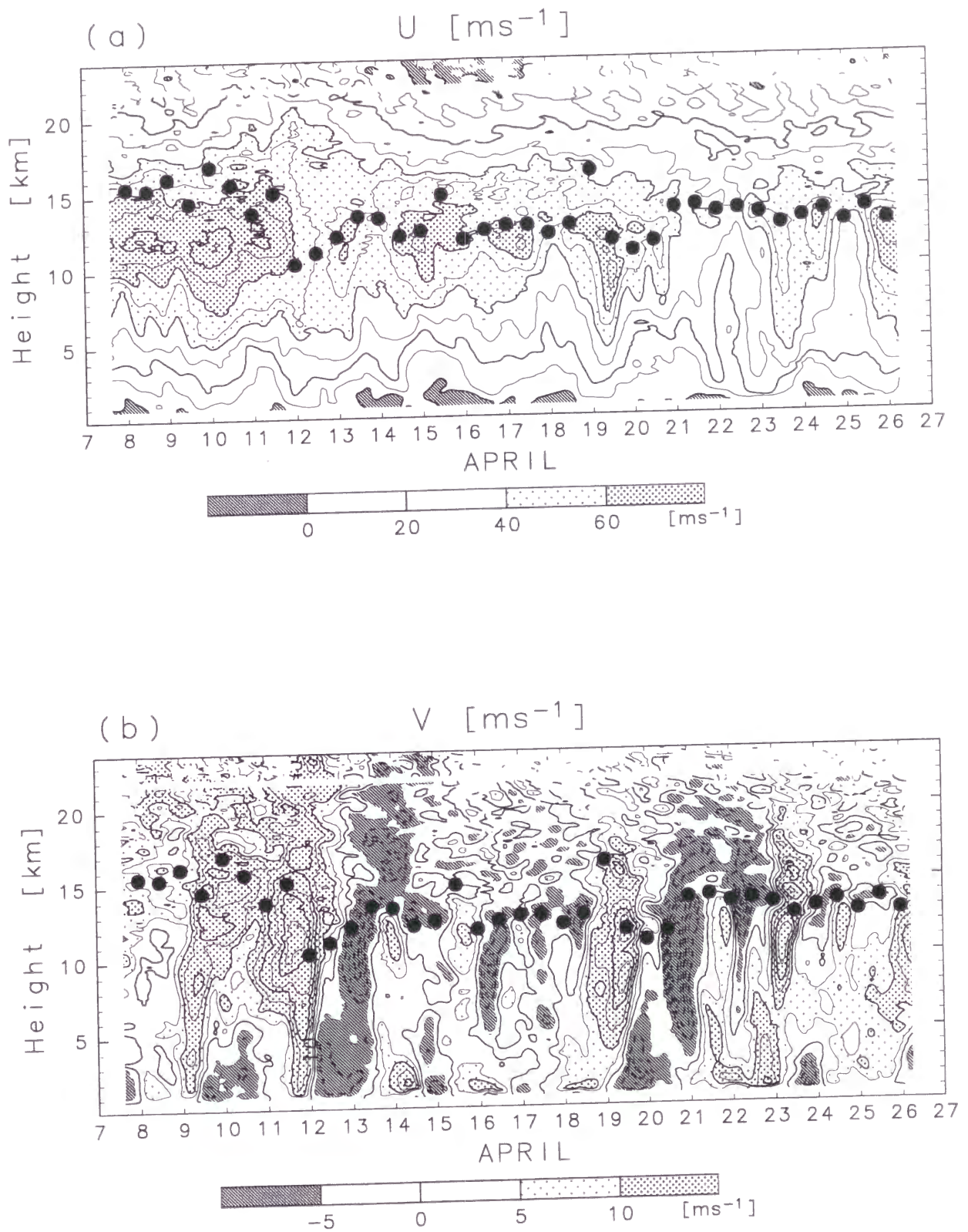


図 4.2: MU レーダーで観測した (a) 東西風 (b) 南北風の時間高度断面図。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。

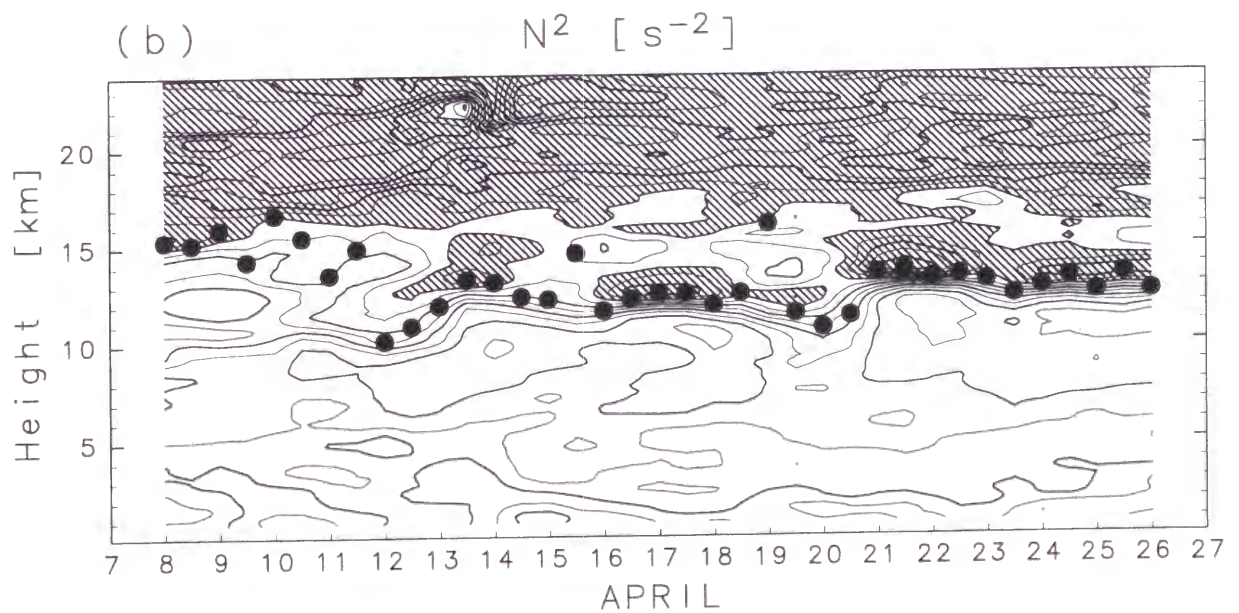
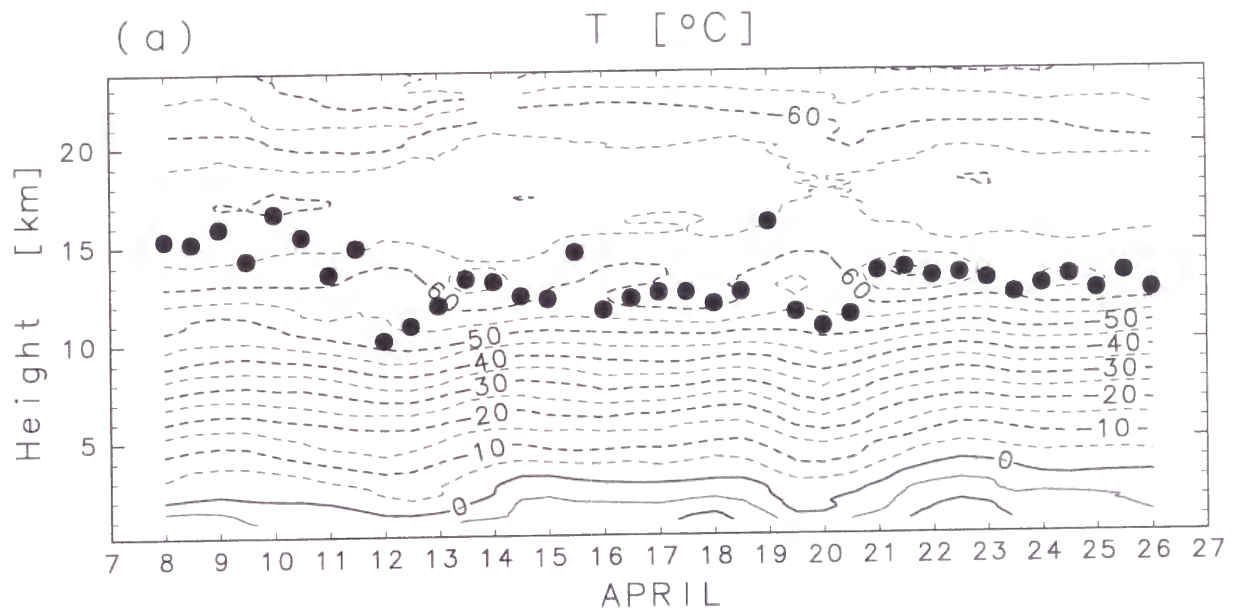


図 4.3: ラジオゾンデで観測した (a) 温度と (b) 温度から求めたプラント-バイサラ振動数 ( $N$ ) の 2 乗。  $N^2$  が  $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  を越える領域に斜線を施してある。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。

## 4.4 準地衡ポテンシャル渦度による解析

### 4.4.1 圏界面に捕捉される波動の理論

この節では SYM98 に従い、中間規模波動の力学を検討する。準地衡近似の下では、力学は QGPV の保存により記述される。断熱、摩擦なしの場合、

$$\frac{d_g q}{dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla q = 0 \quad (4.1)$$

$$q = f + \nabla^2 \psi + \rho_0^{-1} f_0^2 \left( \rho_0 \frac{1}{N^2} \psi_z \right)_z \quad (4.2)$$

ただし、 $q$  は QGPV、 $\mathbf{v}_g = (-\partial\psi/\partial y, \partial\psi/\partial x)$  は地衡風速度ベクトル、 $\psi$  は地衡風流線関数 ( $\psi \equiv f_0^{-1}(\Phi - \Phi_0)$ )、 $\Phi(x, y, z, t)$  はジオポテンシャル、 $\Phi_0(z)$ 、 $\rho_0(z)$  はそれぞれジオポテンシャルハイトと密度の基準プロファイル、 $f$  はコリオリパラメータ、 $N$  はブラント-バイサラ振動数、 $z$  は  $\log-p$  座標系での高さを表す (Andrews *et al.*, 1987).  $N^2$  は  $\Phi_0$  に対応して  $z$  にのみ依存する量である。また、 $y, z$  の添字は偏微分を表す。QGPV に含まれる 3 項はそれぞれ惑星渦度、相対渦度、伸縮渦度と呼ばれる (Holton, 1992)。

式 4.2 は次のように変形することができて、

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\mathbf{v}_g \cdot \nabla q \quad (4.3)$$

QGPV の局所時間微分は、QGPV 自身の水平勾配と地衡流の QGPV コンターに直交する成分によって支配されていることを示す。

この式を線形化すると、

$$\frac{\partial q'}{\partial t} = -v' \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = \beta - \bar{u}_{yy} - \rho_0^{-1} f_0^2 \left( \rho_0 \frac{1}{N^2} \bar{u}_z \right)_z \quad (4.5)$$

となる。ここで、 $\bar{X}$  は物理量  $X$  の帯状平均、 $X' = X - \bar{X}$  を示す。

SYM98 は、亜熱帯西風ジェットの外側の圏界面付近では、 $\bar{q}_y$  のうち伸縮渦度の南北勾配 (式 4.5 の右辺第 3 項) がほかの 2 項に比べて非常に大きな局在した正の値をもち、そこで中間規模波動が卓越していることに注目した。図 4.4 はこの構造を示す模式図である。 $(1/N^2)_z$  は圏界面付近でのみ負の大きな値を持ち、他の領域では小さい。また亜熱帯西風ジェット軸の外側では、対流圏界面がジェット軸よりも下にあるため、圏界面付近では  $\bar{u}_z$  が正である。このため、伸縮渦度の南北勾配は圏界面でのみ大きな正の値を持つことにな



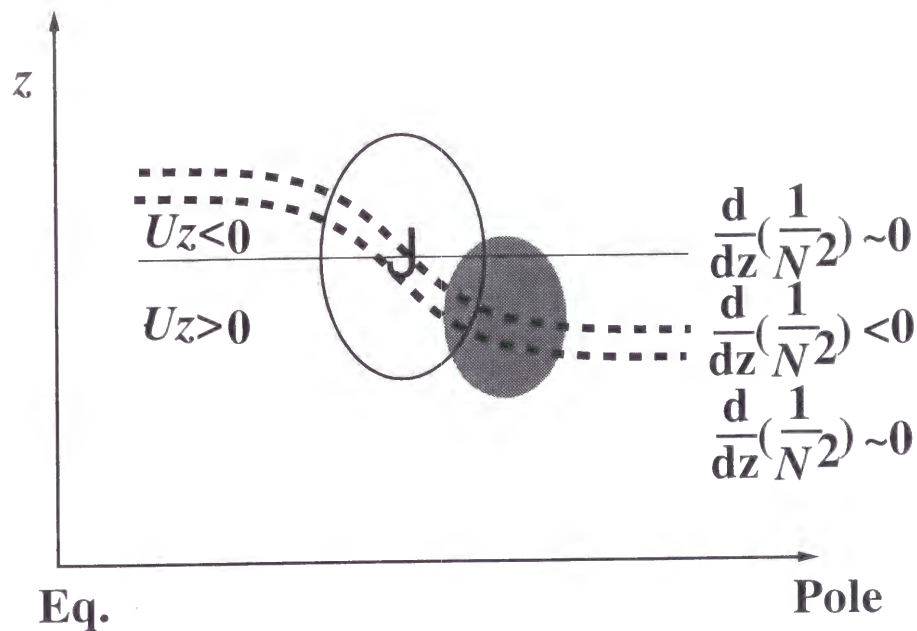


図 4.4: 中緯度の西風ジェットの高緯度側の対流圏界面付近で、伸縮渦度の南北勾配が大きいことを示す模式図。Sato *et al.* (1999b) より引用。

る。SYM98 は、解析的かつ数値的に準地衡系での 1 次元問題を解いて、QGPV 勾配の極大に捕捉される準中立モードの特性を調べた。静的安定度や基本場の鉛直シアの現実的なパラメタのもとで、捕捉されるモードは観測される中間規模波動とよく似た性質を持っていることが示された。

次の小節では現実大気中の中間規模波動卓越時の QGPV の分布を、観測データと GANAL によって調べる。

#### 4.4.2 QGPV 水平勾配の南北および鉛直構造

伸縮渦度の南北勾配は、計算に水平微分を必要としないために、1 地点における風と温度の鉛直プロファイルから推定できる。図 4.5 は、MU レーダーによる風とラジオゾンデによる温度のデータから見積もった、伸縮渦度の南北勾配の時間高度断面図である<sup>2</sup>。カットオフ周期 3 日とカットオフ波長 3 km のローパスフィルターを施した観測データから求めた。大きな値が圏界面付近の狭い領域にのみ存在している。この項は時には  $10^{-9} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$  のオーダーに達し、常に  $\bar{q}_y$  の他の 2 項よりも大きい。 $\beta$  項は中緯度で  $10^{-10} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$  のオーダーを持ち、 $U_{yy}$  は GANAL により  $10^{-10} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$  であると見積もられている。鉛直分解能

<sup>2</sup>密度の鉛直依存性の寄与は無視している。図 4.5 に示した量に比べて十分に小さい。

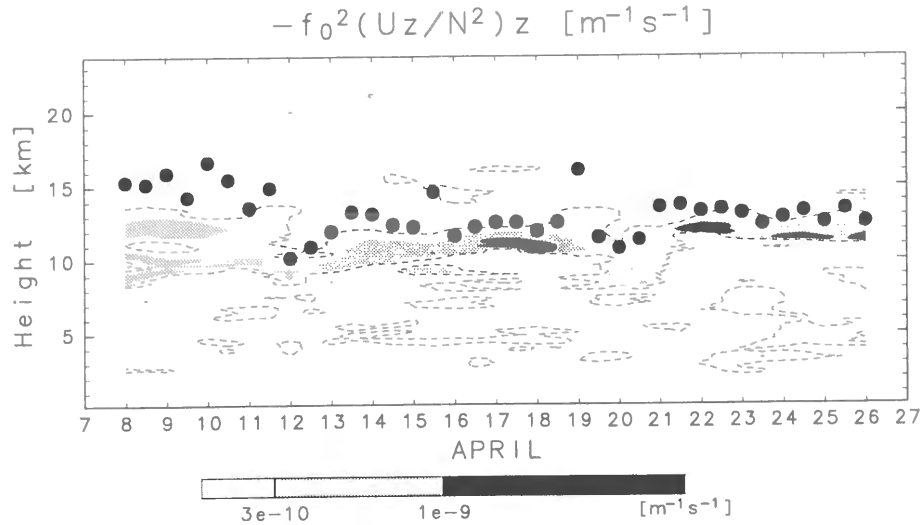


図 4.5: MU レーダーの風速とラジオゾンデの温度のデータを用いて求めた、伸縮渦度の極向き勾配の時間高度断面図。破線は  $1.0 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  を示す。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。

の粗い GANAL による見積もりでも、伸縮渦度勾配は  $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  のオーダーを持っている。注目すべきことは、伸縮渦度勾配が大きな値を取る時刻と高度は、中間規模波動が活発であるときに対応していることである。そして、第 4.3 節で言及したように、このとき背景の総観規模波動はリッジの位相にある。

局所的に大きな伸縮渦度勾配の南北分布を、高層気象観測ネットワークデータを用いて検討した。図 4.6 はリッジ時 (Case II) における  $N^2$  のほぼ  $140^\circ \text{E}$  の子午線に沿った緯度高度断面図である。図 4.3 に見られた、安定度が圏界面の直上で大きく直下で低い特徴的な構造が、およそ 5 度の緯度幅で出現している。この領域は中間規模波動が卓越している領域と一致している (第 4.4.3 節)。このようなリッジ時の静的安定度の構造は、 $\bar{q}_y$  の大きな値に貢献している。

#### 4.4.3 QGPV の水平分布

中間規模波動が顕著な 2 つの事例の QGPV 分布について、GANAL データで詳しく調べた。QGPV を計算するために必要な基準プロファイルは、 $45^\circ \text{N}$  での値を  $120 \sim 150^\circ \text{E}$  および 1 ヶ月 (1995 年 4 月) にわたって平均したものを用いた。

図 4.7a は Case I のある時刻 (4 月 24 日 18 時)、250 hPa における QGPV 分布である。ほぼ  $40^\circ \text{N}$  の緯度円に沿うように、 $110 \sim 165^\circ \text{E}$  にわたって、QGPV の水平勾配の大きな

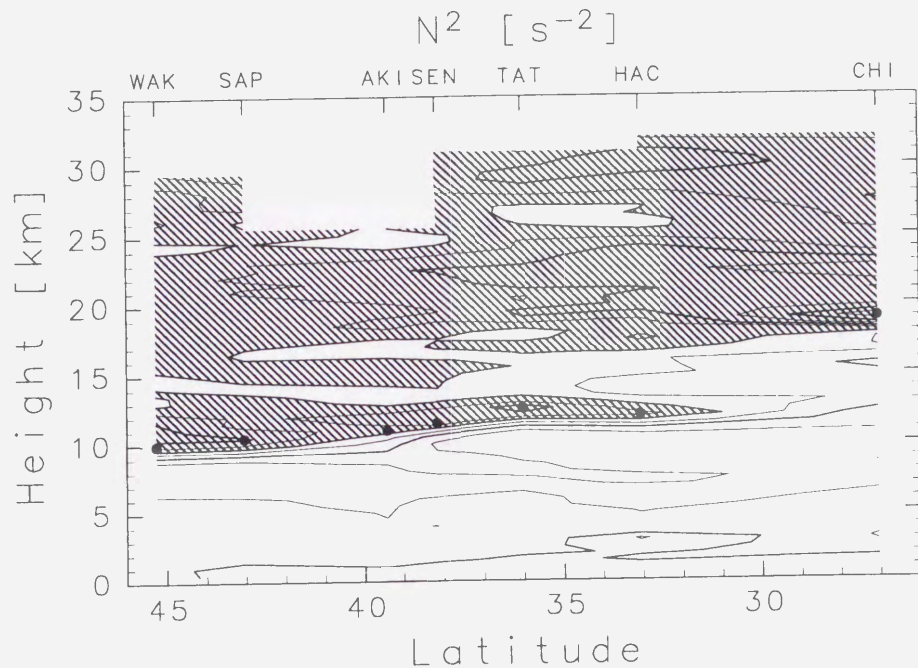
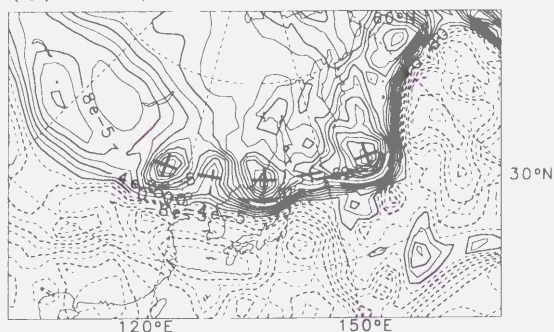


図 4.6: 高層気象観測ネットワークデータによる、ブラント-バイサラ振動数の 2 乗の、ほぼ 140°E に沿う子午面断面。コンター間隔は  $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ 。  $N^2$  が  $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  を越える領域には斜線を施してある。●印はラジオゾンデの温度データから求めた対流圏界面の高さ。

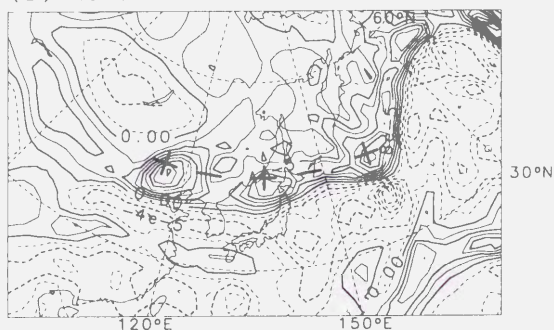
幅の狭いバンド状の構造が存在している。165°E より西側では、このバンドは北へと伸びている。QGPV 勾配の大きいバンドは、300 と 400 hPa のほぼ同じ場所にも存在していた。このバンドの極側では、波のパターンが明瞭に見られる。正のアノマリーは 115, 137, 160°E に、負のアノマリーは、125, 147°E に位置しており、それぞれ “+” と “-” で示されている。水平波長はおよそ 20 度で、1600 km に相当する。位相の東向き伝播は 23 日から 24 日にわたって追跡することができ、位相速度は約  $18 \text{ ms}^{-1}$  (1 日あたり 20°) である。QGPV に含まれる 3 項を各々評価した。相対渦度と伸縮渦度の分布はそれぞれ図 4.7b, 4.7c に示す。波状のパターンが相対渦度に残っている。注目すべきは、相対渦度勾配の強いところは波状のパターンの南側にあることである。

正味の QGPV の波状パターンは伸縮渦度勾配の大きなところに位置している。これは、伸縮渦度の水平勾配が中間規模波動にともなう QGPV アノマリーの存在に大きく関わっていることを示唆している。GANAL では粗い鉛直グリッドのために、伸縮渦度勾配が過小評価されている可能性があるので、正味の QGPV 勾配の大きな場所は、伸縮渦度勾配の大きな場所に近いと考えられる。このように考えるならば、QGPV アノマリーの位置が

(a) Net QGPV 4 24 18Z



(b) Relative vort. 4 24 18Z



(c) Stretching vort. 4 24 18Z

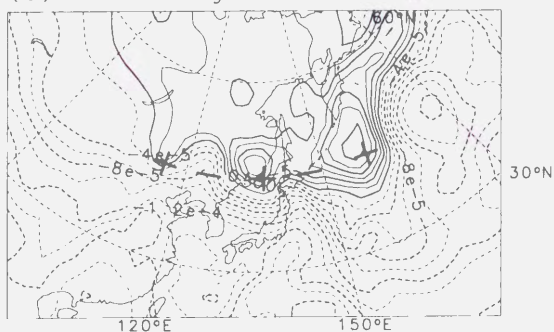
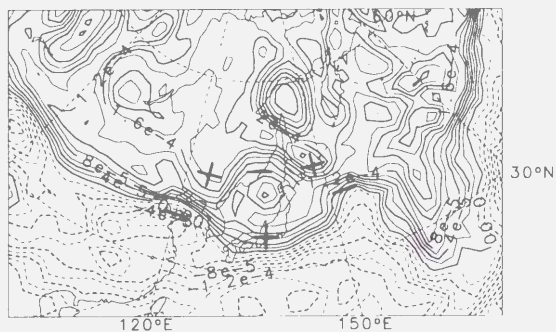
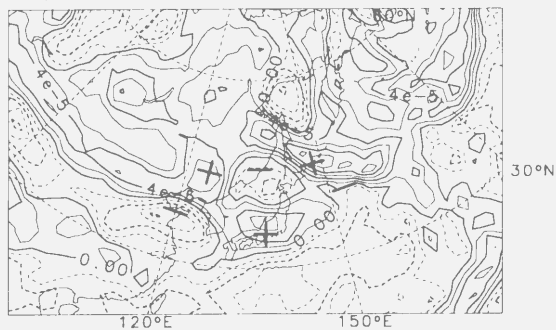


図 4.7: 4 月 24 日 18 時、250 hPa における (a)QGPV(b) 相対渦度 (c) 伸縮渦度の水平分布。コンター間隔は  $2.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 。+と-はそれぞれ正と負の QGPV アノマリーの位置を示す。

(a) Net QGPV 4 16 00Z



(b) Relative vort. 4 16 00Z



(c) Stretching vort. 4 16 00Z

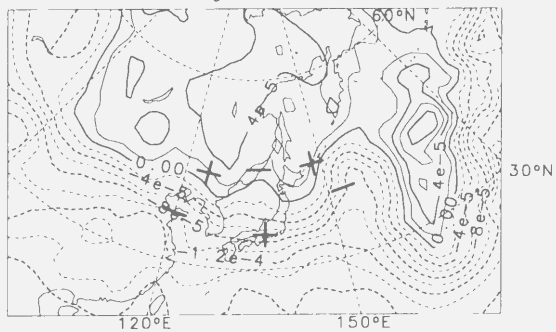


図 4.8: 図 4.7 と同じ、ただし 4 月 16 日 00 時について。

相対渦度勾配の大きなところではなく、伸縮渦度勾配の大きなところにあるのは、SYM98の理論に合う。また、亜熱帯西風ジェット付近の相対渦度勾配の極大は、伸縮渦度勾配の極大よりも深い鉛直構造を持つと考えられる。このような鉛直構造の違いは、中間規模波動の卓越領域に影響することが考えられる。

Case II (4月16日00時)のQGPV水平分布を、図4.8aに示す。QGPV水平勾配の大きなところは、125°Eより西では40°Nにあり、125°Eから150°Eにかけては二岐に分かれており、150°Eで再び合流している。この構造は、幅15度の大きなQGPV勾配の上に、二列に組織化されたアノマリーが重畳しているとも解釈できる。これらの2列のアノマリーは、極側と赤道側で符号の異なるペアが互い違いになっている。極側には125°Eに正のアノマリー、136°Eに負のアノマリー、そして148°Eに正のアノマリーがあり、各アノマリーは赤道側の逆符号のアノマリー、すなわち120°Eの負のアノマリー、137°Eの正のアノマリー、そして153°Eの負のアノマリーと対になっている。この“節ありパターン”は相対渦度場(図4.8b)に、より明瞭に現れている。東西波長は約22度(1700 km)である。この節ありパターンは1日で25度(約23 ms<sup>-1</sup>)の位相速度で、東進する。中間規模波動の節をもつ構造はこれまでに報告がない。MUレーダーで観測された南北風の振動は、赤道側の渦列の通過によるものと考えられる。

伸縮渦度場は図4.8cに示されている。大きなQGPV勾配のバンドには、主に伸縮渦度勾配が貢献している。Case Iのバンドよりも幅が広いことには留意する必要がある。

両方の事例において、QGPVアノマリーは伸縮渦度勾配の大きなところに位置している。これは伸縮渦度の水平勾配が中間規模波動の維持に本質的な役割を果たしていることを示唆している。

## 4.5 議論

### 4.5.1 中間規模波動の存在にとっての好適条件

第4.3節および第4.4節で、中間規模波動の存在にとって適した条件が、総観規模波動のリッジの位相において実現していると考えられることを示した。伸縮渦度勾配はさらに2つの項、すなわち $-f_0^2(U_z/N^2)_z = -f_0^2(1/N^2)_z U_z - f_0^2(1/N^2)U_{zz}$ のように分割できる。リッジ時には、圏界面の直上で安定度が大きく、直下で小さい構造が出現する。それゆえ、 $(1/N^2)_z$ の値は通常より大きくなり、第1項が大きくなる。さらに、第2項もリッジ時には大きくなり得る。なぜなら、安定度がジェット軸付近の $U_{zz}$ が負のところで小さいからである。したがってこのとき伸縮渦度勾配、さらには正味のQGPV勾配は圏界面付近で



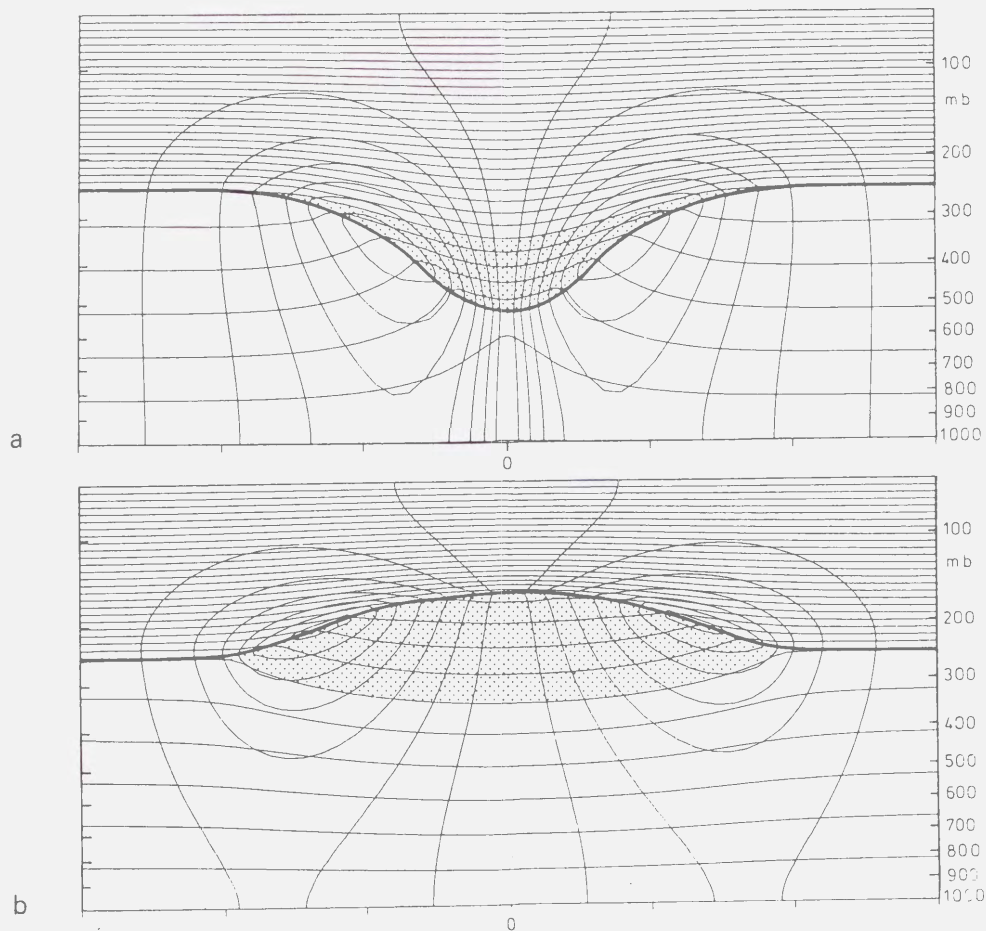


図 4.9: 圏界面高度の軸対称な (a) 正と (b) 負の PV アノマリーにともなう温位場と紙面を横切る流れの等値線。太い実線は対流圏界面を示す。Hoskins *et al.* (1985) より引用。

リッジ時に大きくなる。

古くから対流圏界面はリッジ時にはトラフ時よりも“鋭い”ことが知られてきた。鋭い圏界面とは、静的安定度が圏界面の上下でより激しく変わることを意味している。リッジ時に特有な安定度分布は、圏界面付近での負のポテンシャル渦度 (potential vorticity, PV) アノマリーにともなう温位場の構造で説明可能である。図 4.9 は、圏界面にある理想的な PV アノマリーに対するバランス状態である (Hoskins *et al.*, 1985)。負の PV アノマリーにともなう  $N^2$  の分布は、標準状態に比べて、負の PV アノマリーの内部で小さく、圏界面の上では大きい (図 4.9b)。高層気象観測データによる解析では、この構造が約 5 度の緯度幅を持って実現していたことが示された (図 4.6)。一方、圏界面付近の正の PV アノマリーは比較的小さな伸縮渦度勾配をもたらすことになる (図 4.9a)。

これまでの研究は、中間規模波動の活発な時期 (東アジアの春と北大西洋の冬) には、総観規模波動もまた活発であることを示している。この事実は、総観規模波動が中間規模

波動の出現にとって好都合な状態をもたらすことを示唆している。

中間規模波動の“導波管”となり得る QGPV 勾配の大きい領域の空間構造は、波の出現に重要であると考えられる。このことは、温帯低気圧が発達期にあるとき、QGPV 勾配は Case I や II よりも大きい、中間規模波動は見られないことから明らかである。さまざまな高度における QGPV の水平分布図から、発達した低気圧にともなう大きな QGPV 水平勾配は曲がりくねっていて深い鉛直構造を持っていることが分かる。中間規模波動の導波管となるには、十分な長さや適当な幅や深さを持つことが必要であると考えられる。

#### 4.5.2 モード構造

第 4.4.3 節で示したように、2 種類の南北構造が見つかった。節をひとつ持つ構造は、本研究が最初の報告である。どのくらい頻繁に出現しているのか、事例を積み重ねて明らかにする必要がある。

SYM98 は、1 次元の問題設定で鉛直方向にのみ捕捉されたモードを考察した。しかし現実大気では QGPV の水平勾配は南北方向にも存在するので、南北方向に捕捉されるモードも同様に解釈できることは容易に想像される。もし、QGPV 勾配の大きいところの緯度幅が十分あれば、位相の逆転が起こっても不思議ではない。Case I と Case II はそれぞれ、このように南北方向に捕捉された第 1 モードと第 2 モードと解釈できる可能性がある。各モードの出現は、導波管の幅や励起メカニズムに依存すると考えられる。これらを定量的に扱うためには、2 次元問題への拡張が必要である。

#### 4.5.3 準地衡近似の妥当性

準地衡近似は次の条件を満たす必要がある (Andrews *et al.*, 1987)。

$$|\partial\theta_e/\partial z| \ll |\partial\theta_0/\partial z| \quad (4.6)$$

ここで  $\theta_0(z)$  は温位の基準プロファイル、 $\theta_e(x, y, z, t) = \theta - \theta_0$  である。この条件は、帯状平均を取ってもなお等温位面が大きく傾いている中緯度圏界面付近では成り立たないことがあり得る (Hoskins, 1991)。しかし Juckes (1994) は、圏界面での温位分布と圏界面の鉛直変位の関係はロスビー数  $Ro = U/f_0L$  が小さければ準地衡系でも説明できることを示した。ここで扱っている現象では、ロスビー数は 0.2 程度の大きさをとる。これは中間規模波動が準地衡近似を適用できる限界の現象であることを意味している。また準地衡系では、 $N^2$  が水平方向の構造や時間変動を持つ基本場を扱うことはできない。



一方 PV の保存は、式 4.6 の条件を必要としない。解析した二つのケースについて、PV の水平分布図を作成したところ、QGPV のパターンと PV のパターンはよく対応していた。これは準地衡の枠組みでの議論は、少なくとも定性的には正当であることを示している。また、本研究では PV への各項の寄与が個別に評価できる準地衡系のメリット (式 4.5) を利用した解析を行った。

しかしながら、中緯度圏界面付近の静的安定度の構造が中間規模波動の出現に本質的であるので、より定量的な議論には PV を用いるのが適当であると考えられる。

## 4.6 この章のまとめ

中緯度対流圏界面付近の中間規模波動を QGPV の分布の観点から調べた。SYM98 の理論にしたがって、背景場との関係について考察した。

1995 年 4 月に MU レーダー・ラジオゾンデの 19 日間連続観測を行い、中間規模波動の顕著な事例を観測することができた。3 つの顕著な時期はいずれも総観規模の高低気圧波動のリッジにあたっていた。そのとき圏界面は相対的に高い位置にある。

中間規模波動が顕著なときには、伸縮渦度の極向き勾配の非常に大きな値が圏界面付近に存在することが、観測データを用いて示された。この大きな QGPV 勾配は主に、総観規模のリッジ時に特有な静的安定度の鉛直構造によるものであった。高層気象観測ネットワークデータによって、この静的安定度の特徴的な構造は、約 5 度の緯度幅をもって出現していることが示された。PV 勾配の大きなところと中間規模波動の振幅が大きなところが一致しているのは、中間規模波動を「中緯度対流圏界面付近の PV 勾配の局在した最大値に捕捉された内部モード」であると同定した SYM98 の理論を支持する。

客観解析データ GANAL を用いて、中間規模波動が卓越している時期の QGPV の水平分布を調べた。2 つの特徴的な南北構造が見出された。ひとつは南北方向に節のない単純な波構造を持ち、もうひとつは南北構造に節をひとつ持っている。両方とも南北方向に局在した QGPV 勾配に捕捉されたモードであると思えることができる。このことを詳しく議論するには、2 次元モデルにおいて波の特性を調べる必要がある。

## 第 5 章

# 中間規模波動のエネルギー源

### 5.1 はじめに

第 4 章で、中間規模波動が卓越している時には、対流圏界面付近の局所的に大きな QGPV 勾配が強まっていることを示した。この結果は、QGPV 勾配極大域に捕捉される中立ないし減衰の遅いモードとして説明した SYM98 を支持するものである。しかしながら、その現実大気中でのエネルギー源は未だ残された問題である。そこで、エネルギー源の特定を目的として、wave activity フラックスを用いた解析を行った。

以下、第 5.2 節では、用いたデータと解析手法について述べる。第 5.3 節ではそれらを用いた結果を示す。第 5.4 節では解析結果に基づく議論を述べ、第 5.5 節ではまとめと結論を述べる。

### 5.2 データと解析手法

#### 5.2.1 wave activity の保存

一般に波動について、次のようなフラックス形式で表される関係が成り立つことが知られている (Andrews *et al.*, 1987)。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = S + (\text{非線形項}) \quad (5.1)$$

ここで  $A$  は wave activity の密度と呼ばれ、振幅の 2 乗に比例する量、 $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$  は wave activity フラックス、 $S$  は非保存効果で、波が保存的な場合 (断熱、摩擦なし) はゼロである。非線形項は波の振幅の 3 次以上のオーダーである。 $A$  および  $\mathbf{F}$  は、波束にともなう量である。

式 5.1 は波が基本場中を伝播するときの振舞を記述するもので、「wave activity の密度の局所時間変化は、wave activity フラックスの収束と非保存項と非線形項による」ことを意味している。また、「波が定常、線形、保存的ならば  $\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$  である」ことが導かれる。波のエネルギーは基本場にシアがあるとは非保存効果がなくても保存しないが、波束全体について積分した  $A$  は保存する。

平面波とみなせる波に対して、WKB 近似が成り立つ状況下では、

$$\mathbf{F} = \mathbf{C}_g A \quad (5.2)$$

の関係が成り立つことが求められる<sup>1</sup>。ここで  $\mathbf{C}_g$  は群速度である。すなわち、 $\mathbf{F}$  は  $A$  を群速度  $\mathbf{C}_g$  で運ぶという意味を持つことになる。

式 5.2 を用いて、式 5.1 は次のように書き換えることができる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{C}_g \cdot \nabla\right) A + A \nabla \cdot \mathbf{C}_g = S \quad (5.3)$$

波束とともに移動しながら見ると、 $\nabla \cdot \mathbf{C}_g$  のあるところで  $A$  が時間変化することを表している。

式 5.1 は、波と基本場の関係を波を主語とした語ったものである。一方、基本場を主語として、基本場が波から及ぼされる作用についての関係を記述することもできる (付録参照)。

$A$ ,  $\mathbf{F}$  の表現は基本場と擾乱の定義、方程式系に依存する<sup>2</sup>。ここでは Plumb (1986) で定式化された、時間平均場を基本場とする非定常な準地衡波動の wave activity フラックスを用いた。

### 5.2.2 Plumb (1986) の wave activity フラックス

Plumb (1986) は時間平均基本場 (経度依存性あり) 上の非定常な準地衡波動にともう 3 次元の wave activity フラックスを導出した<sup>3</sup>。

準地衡系では、運動は準地衡ポテンシャル渦度方程式

$$\frac{D_g q}{Dt} = s \quad s: q \text{ の非保存効果によるソース・シンク} \quad (5.4)$$

<sup>1</sup> 逆に  $\mathbf{F} = \mathbf{C}_g A$  の条件をなくせば、 $A$  と  $\mathbf{F}$  は一意には定められない。任意のベクトル量  $\mathbf{B}$  により、 $A \rightarrow A + \nabla \cdot \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{F} \rightarrow \mathbf{F} - \partial \mathbf{B} / \partial t$  の変換をしても成り立つからである。一意に定めるためにも、また物理的解釈のためにもこの条件は必要かつ重要である (Edmon *et al.*, 1980)。

<sup>2</sup> 準地衡波動に対するいくつかの wave activity フラックスについては、付録に記述している。

<sup>3</sup> 以下の記述は Plumb (1986) にほぼ沿うものであるが、記号の表記と  $A$  や  $\mathbf{F}$  を  $p_s (= 1000 \text{ hPa})$  で割っているところが異なる。 $p_s$  で割るのは、 $\mathbf{F}$  の次元を運動量フラックスの次元にするためである。本質的な違いは皆無である。

によって記述される。ここで球面・log- $p$  座標系において、 $q$ は、

$$q = f + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi u) + \frac{f}{p} \frac{R}{H} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{p}{N^2} \frac{\partial}{\partial z} (T - T_0) \right) \quad (5.5)$$

であり、また

$$\frac{D_g}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_H \quad (5.6)$$

$$\nabla_H = \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}, \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi}, 0 \right) \quad (5.7)$$

である。 $H$ はスケールハイト、 $R$ は気体定数、 $T_0(z)$ は温度の標準プロファイルである。 $q$ は準地衡ポテンシャル渦度 (quasi-geostrophic potential vorticity, QGPV) と呼ばれる、準地衡系での保存量である。以後、この章では、 $\overline{X}$ をある適当な期間にわたっての物理量  $X$  の平均、 $X'$ を平均からの偏差 ( $X - \overline{X}$ )、擾乱とする。式 5.4 より、基本場についての式を得る。

$$\frac{\overline{Dq}}{Dt} + \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla_H q'} = \overline{s} \quad (5.8)$$

ただし、

$$\frac{\overline{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla_H \quad (5.9)$$

である。式 5.4 から基本場の式を差引くと、 $q'$ についての式が得られ、さらに擾乱の 2 次以上の項を無視する<sup>4</sup>と、線形化された QGPV の式

$$\frac{\overline{D}q'}{Dt} + \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla_H \overline{q}} = \overline{s'} \quad (5.10)$$

が得られる。

この式から擾乱のエントロフィ (eddy enstrophy) の式を導く。 $q'$ を掛けて、時間平均をとると、

$$\frac{\overline{D}}{Dt} \left( \frac{1}{2} \overline{q'^2} \right) + \overline{\mathbf{u}' q' \cdot \nabla_H \overline{q}} = \overline{s' q'} \quad (5.11)$$

さらに、 $|\nabla_H \overline{q}|$  で割ると、

$$\frac{1}{|\nabla_H \overline{q}|} \frac{\overline{D}}{Dt} \left( \frac{1}{2} \overline{q'^2} \right) + \overline{\mathbf{u}' q' \cdot \frac{\nabla_H \overline{q}}{|\nabla_H \overline{q}|}} = \frac{\overline{s' q'}}{|\nabla_H \overline{q}|} \quad (5.12)$$

この式は、東西非一様な基本場に対して、厳密にフラックス形式で表すことはできないが、以下のような仮定を置くことで、近似的に式 5.1 のようなフラックス形式にすることができる。 $q$ の勾配の向きの空間変化が小さいとすると、以下の $\mathbf{M}_R$ は

$$\nabla \cdot \mathbf{M}_R \sim \frac{p \cos \phi}{p_s} \overline{\mathbf{u}' q'} \cdot \frac{\nabla_H \overline{q}}{|\nabla_H \overline{q}|} \quad (5.13)$$

<sup>4</sup>あるいは、非線形項は右辺のソース項に込めると解釈することもできる。

を近似的に満たし、さらに

$$\frac{\cos \phi}{|\nabla_H \bar{q}|} \frac{De}{Dt} \sim \frac{D}{Dt} \left( \frac{e \cos \phi}{|\nabla_H \bar{q}|} \right) \quad (5.14)$$

と仮定すると、

$$\frac{\overline{D}A}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{M}_R = S \quad (5.15)$$

が成り立つ。ここで、

$$A = \frac{1}{2} \frac{p \cos \phi}{p_s} \frac{\overline{q'^2}}{|\nabla_H \bar{q}|} \quad (5.16)$$

$$\mathbf{M}_R = \frac{p \cos \phi}{p_s} \times \frac{1}{|\nabla_H \bar{q}|} \begin{pmatrix} \bar{q}_x & \bar{q}_y & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{u'v'} & \epsilon - \overline{u'^2} & \frac{1}{N^2} \frac{R}{H} \overline{u'T'} \\ \overline{v'^2} - \epsilon & -\overline{u'v'} & \frac{1}{N^2} \frac{R}{H} \overline{v'T'} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

$$S = \frac{p \cos \phi}{p_s} \frac{\overline{s'q'}}{|\nabla_H \bar{q}|} \quad (5.18)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \frac{1}{N^2} \left( \frac{R}{H} \right)^2 \overline{T'^2} \right) \quad (5.19)$$

である。さらに、

$$\mathbf{F} = \bar{\mathbf{u}} A + \mathbf{M}_R \quad (5.20)$$

とすることで、 $\nabla_H \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0$  より、フラックス形に表すことができる<sup>5</sup>。

このように表現された  $A$ ,  $\mathbf{F}$  は、WKB 近似の下では、式 5.2 を満たしている。

また、式 5.16 は  $\nabla_H \bar{q}$  に直交する方向の変位  $\eta$  を用いて、

$$A = \frac{1}{2} \frac{p \cos \phi}{p_s} |\nabla_H \bar{q}| \eta^2 \quad (5.21)$$

のように書くことができる。この表式により、QGPV の勾配をばね定数に見立てて、 $A$  をばねの位置エネルギーのように捉えることができる。また、波の復元力としての働きを強調して、(QG)PV の水平勾配を “Rossby (quasi-) elasticity” と呼ぶこともある。

---

<sup>5</sup> $\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_H \bar{q} \approx 0$  が成り立っているならば  $(\bar{q}_x, \bar{q}_y)$  と  $(-\bar{v}, \bar{u})$  とが平行になることを利用して、式 5.17 はさらに簡単に書くことができ、Plumb (1986) では書き換えた形を導出している。ここでは基本場の式 5.8 との整合性を考えて、そのままにした。

### 5.2.3 データ

解析には 1990～1993 年の ECMWF 客観解析データを用いた。水平格子間隔は  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 、鉛直グリッドは 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 hPa の 10 レベル、時間間隔は 6 時間毎である。

wave activity フラックスの計算は式 5.16～5.19 に基づいて行った。擾乱としてはカットオフ周期が 12 および 42 時間のバンドパスフィルターで抽出した成分を用い、平均期間は 1 週間とした。

## 5.3 結果

### 5.3.1 波の振幅とフラックスの分布の特徴

図 5.1 は 300 hPa におけるエンストロフィ ( $\overline{q'^2}/2$ ) の季節毎 (12～2 月、3～5 月、6～8 月、9～11 月) に平均した分布を示している。北半球では太平洋上空からヨーロッパ上空にかけて、C 字型の分布をしている。北米東岸から大西洋にかけては 1 年を通じて大きな値を持つが、最も大きいのは冬である。太平洋域では春と秋には西太平洋上空で大きく、冬には最大値は東太平洋に移動している。一方南半球では、北半球に比べ経度依存性が小さいものの、 $30^\circ\text{E}$  から  $180^\circ$  にかけて大きな値を持つ。特に秋に大きい。

背景の QGPV は、特に北半球で同心円からずれた分布をしている。エンストロフィは QGPV の水平勾配の大きいところに沿って分布する傾向がみられる。

同じデータを用いてジオポテンシャルハイト成分の振幅を調べた Sato *et al.* (1999b) では、北半球では冬の大西洋と春の太平洋で、南半球では秋のインド洋で大きいと述べている。エンストロフィの分布もこの結果とほぼ調和的である。

図 5.2 の矢印は、300 hPa における  $F$  の水平成分を示している。水平成分は東向きが卓越しており、ほとんど移流部分 (式 5.20 の右辺第 1 項) が占めている。また、エンストロフィの大きいところと対応して、水平フラックスも大きい値を持つ。ただし、値の大きい緯度帯はエンストロフィ分布と比べて約  $5^\circ$  赤道側である。これは QGPV 勾配も大きいところでエンストロフィが大きいために、 $A$  そして  $F$  の最大値はそこから若干ずれるためと考えられる (式 5.16 参照)。

中間規模波動は、理想的にはフラックスの水平成分のみを持つ。この大きな水平成分 (水平発散) の分布が何によるかを知ることが、この解析の目的である。

図 5.2 のトーンにより示されているのは 400 hPa における鉛直成分である。北半球の大西洋および太平洋の、いわゆるストームトラックと呼ばれる地域で上向きフラックスが大



# Enstrophy & QGPV: 300hPa

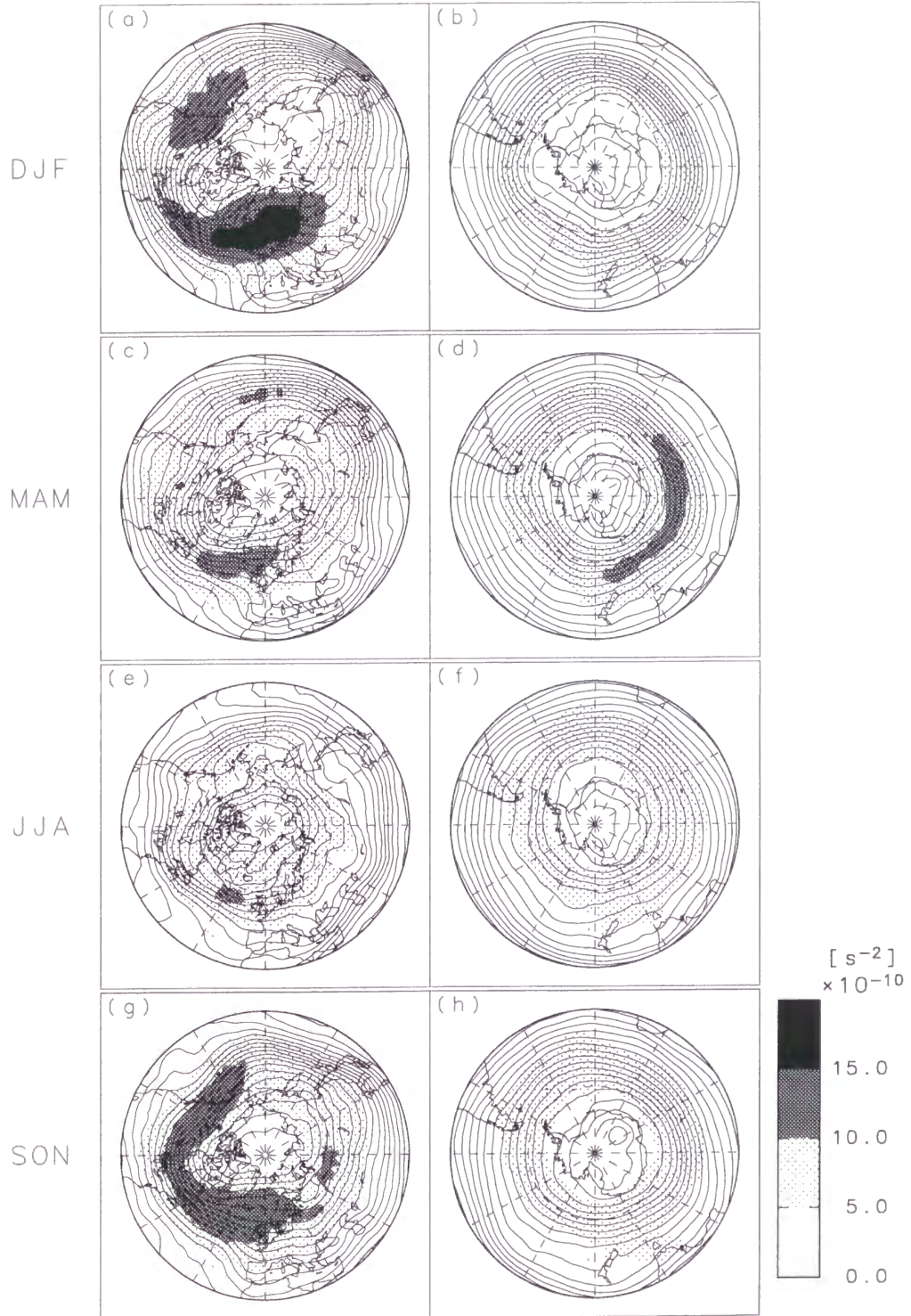


図 5.1: 300 hPa における  $\overline{q'^2}/2$  (トーン) と背景 QGPV (コンター)。コンター間隔は  $3.0 \times 10^{-5} s^{-1}$ 。上の段から順に、12~2、3~5、6~8、9~11 月での平均。左列は北半球、右列は南半球の、それぞれ 30 度より極側を示す。



$(F_x, F_y): 300\text{hPa}$   $F_z: 400\text{hPa}$

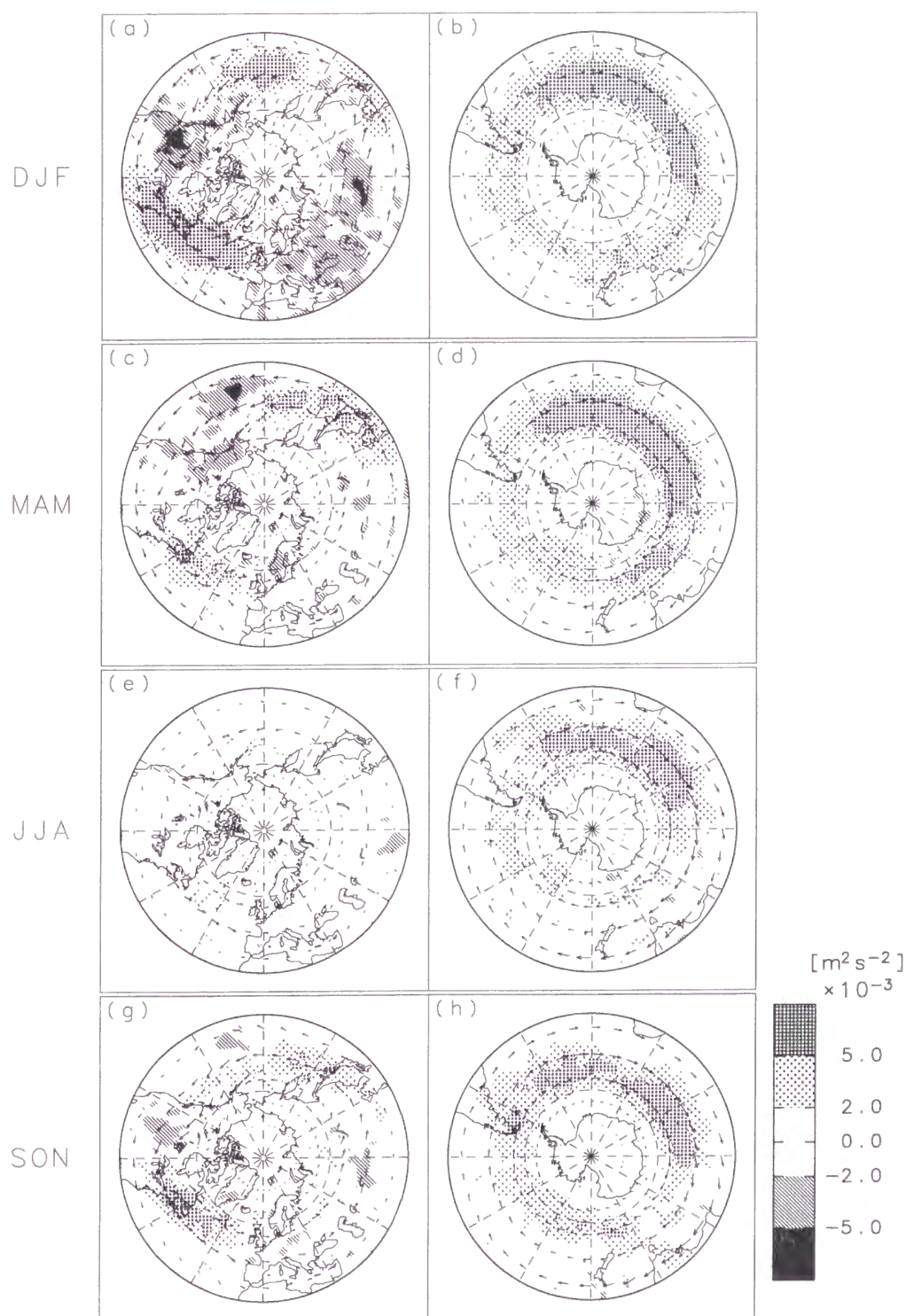


図 5.2: 図 5.1 と同じ、ただし 300 hPa における  $F$  の水平成分 (矢印) と 400 hPa における鉛直成分 (トーン) について。矢印は、 $5\text{m}^{-2}\text{s}^{-2}$  を  $1^\circ$  と対応させている。

きく、冬に最大となる。太平洋では春には冬よりも西側で大きい値を取る。南半球では、エンストロフィ分布と同様、北半球よりも経度依存性が小さい。水平成分の大きいところが鉛直上向き成分が大きいところの下流に位置しているので、この鉛直成分が水平成分の増大に関係している可能性がある。

図 5.3 は 30~45°N で平均した  $F$  の東西、鉛直成分を示したものである。鉛直成分の大きい経度帯では、対流圏中層 (400 hPa) で大きい値を持ち、300 ないし 250 hPa で小さい。すなわち、上部対流圏で鉛直成分の収束があることになる。

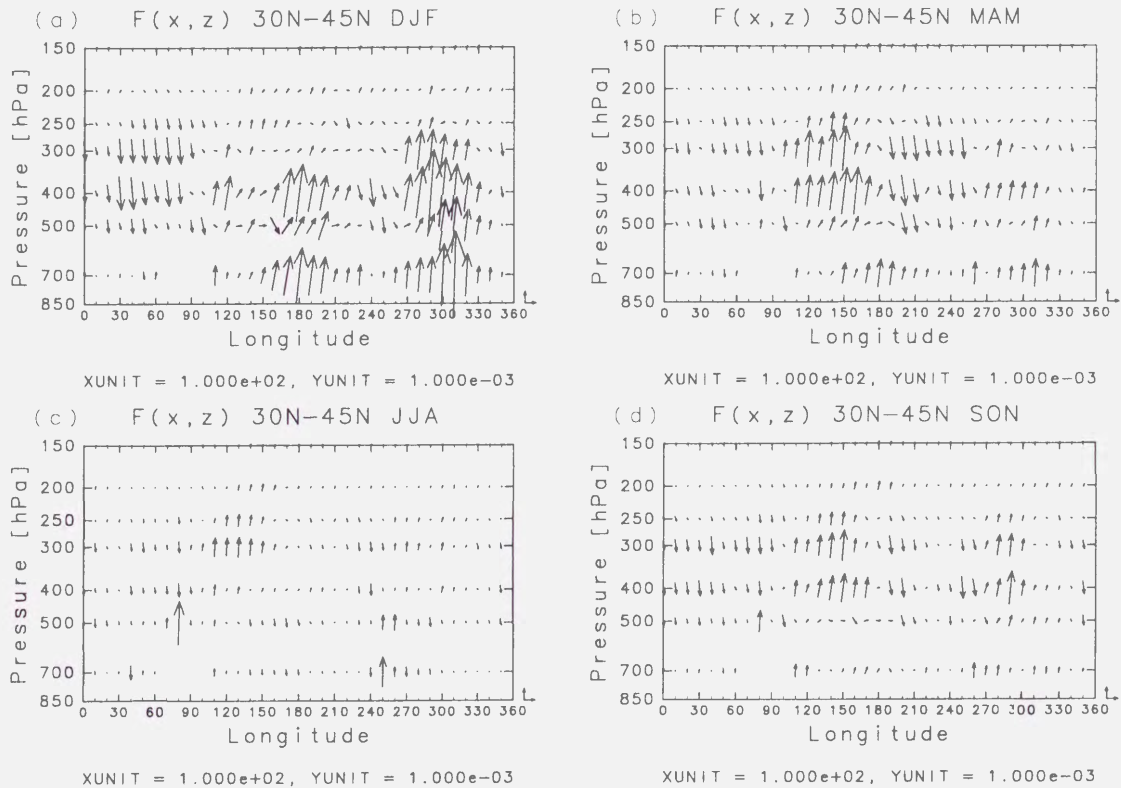


図 5.3: 30~45°N で平均した  $(F_x, F_z)$  の経度高度分布。

そこで鉛直フラックスの収束と水平成分の大きさの対応を調べた。図 5.4 は 250 hPa と 400 hPa におけるフラックスの鉛直成分の差である。250 hPa における鉛直フラックスが小さいことから、400 hPa における鉛直フラックス (図 5.2) の大きいところで、大きな負の値を持っている。一方、図 5.5 は 300 hPa におけるフラックスの水平成分の絶対値を示している。ふたつの図を比較すると次の特徴が見出される。まず、北半球の冬において、45°W 付近を中心として大きな収束が存在している。それより下流側の 30°W 付近で水平成分が大きな値を持っている。春の太平洋についても、同様の特徴がある。鉛直収束は 120~180°E に存在していて、水平フラックスは日付変更線付近を中心とした分布である。

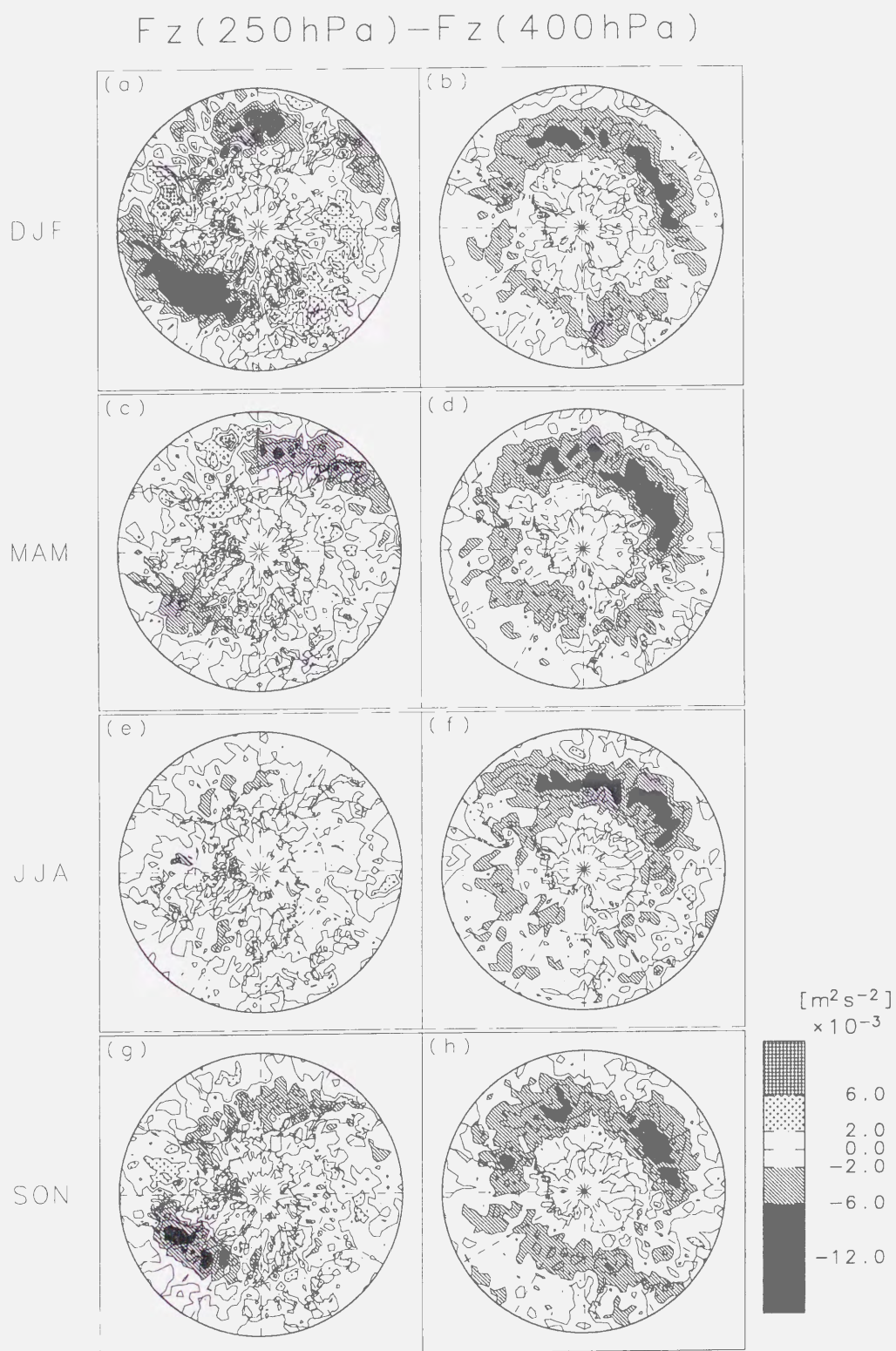


図 5.4: 図 5.1 と同じ、ただし 250 hPa と 400hPa におけるフラックスの鉛直成分の差。

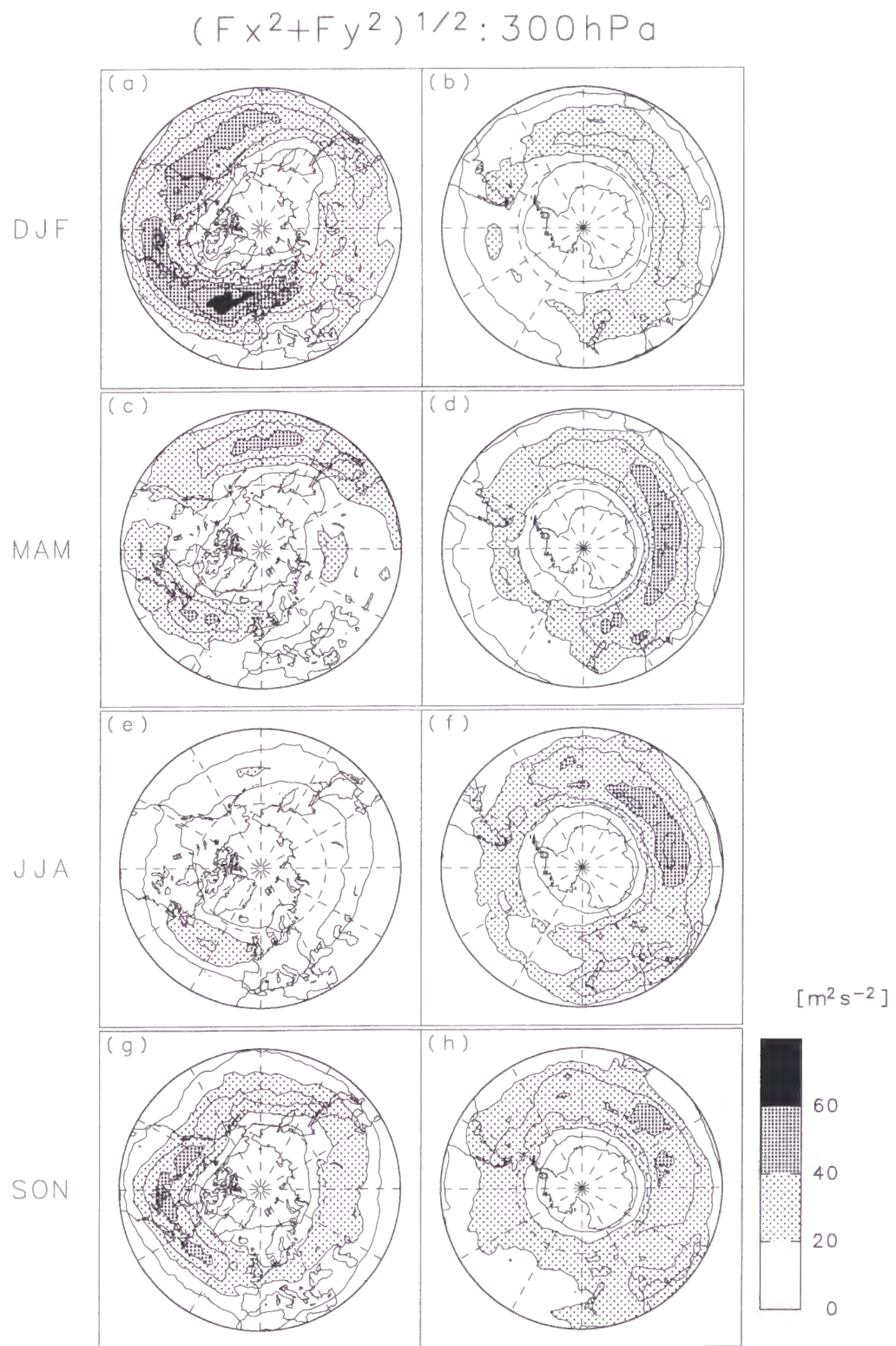


図 5.5: 図 5.1 と同じ、ただし 300 hPa におけるフラックスの水平成分の絶対値。



南半球についても同じ傾向があり、 $30^{\circ}\text{W}$  から  $90^{\circ}\text{E}$  にかけて鉛直収束が大きく、水平成分の大きさはインド洋 ( $30\sim 120^{\circ}\text{E}$ ) で大きい。このように、鉛直収束の大きなところの東(下流)側で、水平成分が大きいことが分かった。

式 5.1 より、フラックス水平成分の増大に対応して、正の  $\partial A/\partial t$  と負の  $\partial F_z/\partial z$ 、非保存効果  $S$  および非線形項が存在するはずであるが、少なくとも  $\partial F_z/\partial z$  が重要な役割を果たしていると考えられる。

### 5.3.2 上向きフラックスの生成源

wave activity フラックスの鉛直成分の収束が、中間規模波動が活発にみられる領域で大きいことが分かった。鉛直上向きフラックスの大部分は温度の極向きフラックス  $\overline{v'T'}$  によると考えられる (式 5.17)。上向きフラックスが何によってもたらされるのかを明らかにするために、スナップショットで  $v'T'$  の時空間構造を調べた。

図 5.6 は、 $v'$  と  $v'T'$  のある緯度での経度高度断面のスナップショットを 12 時間毎に並べたものである。

図 5.6a の  $140\sim 165^{\circ}\text{E}$  と  $90\sim 120^{\circ}\text{E}$  の上部対流圏に、鉛直方向の位相の傾きが小さい波状構造がある。このとき、 $v'T'$  は倍の波数の空間構造をもっており、1 波長 (1 周期) にわたって均らして得られる正味の温度フラックスは小さい (図 5.6b)。しかし、12 時間後 (図 5.6d) には、 $150^{\circ}\text{E}$  付近に正味の正のフラックスが現れる。同じ時刻の  $v$  (図 5.6c) は、下層の擾乱と結合して高度とともに位相が西に傾いた構造を持っている。 $100^{\circ}\text{E}$  付近の波列はひきつづき中立構造を保っていて、 $v'T'$  の倍の波数の構造が明瞭に出現している。

次の時刻 (図 5.6e, f) においても、 $160^{\circ}\text{E}$  付近でひきつづき下層とのカップリングが起こっている。図 5.6e の  $155^{\circ}\text{E}$  付近の南風の最大値は、図 5.6a の  $145^{\circ}\text{E}$  付近の最大値と比べて、振幅が増大している。図 5.6g では上部対流圏の南風の極大値は下層の極大値を追い越して東側にあり、傾圧的な相互作用は小さくなる (図 5.6h)。図 5.6i, j では、下層との相互作用はほとんどなくなり、再び中立的な様相に戻っている。

すなわち、鉛直上向きフラックスは対流圏上層の擾乱と下層の擾乱との傾圧的な相互作用によってもたらされていることが分かった。

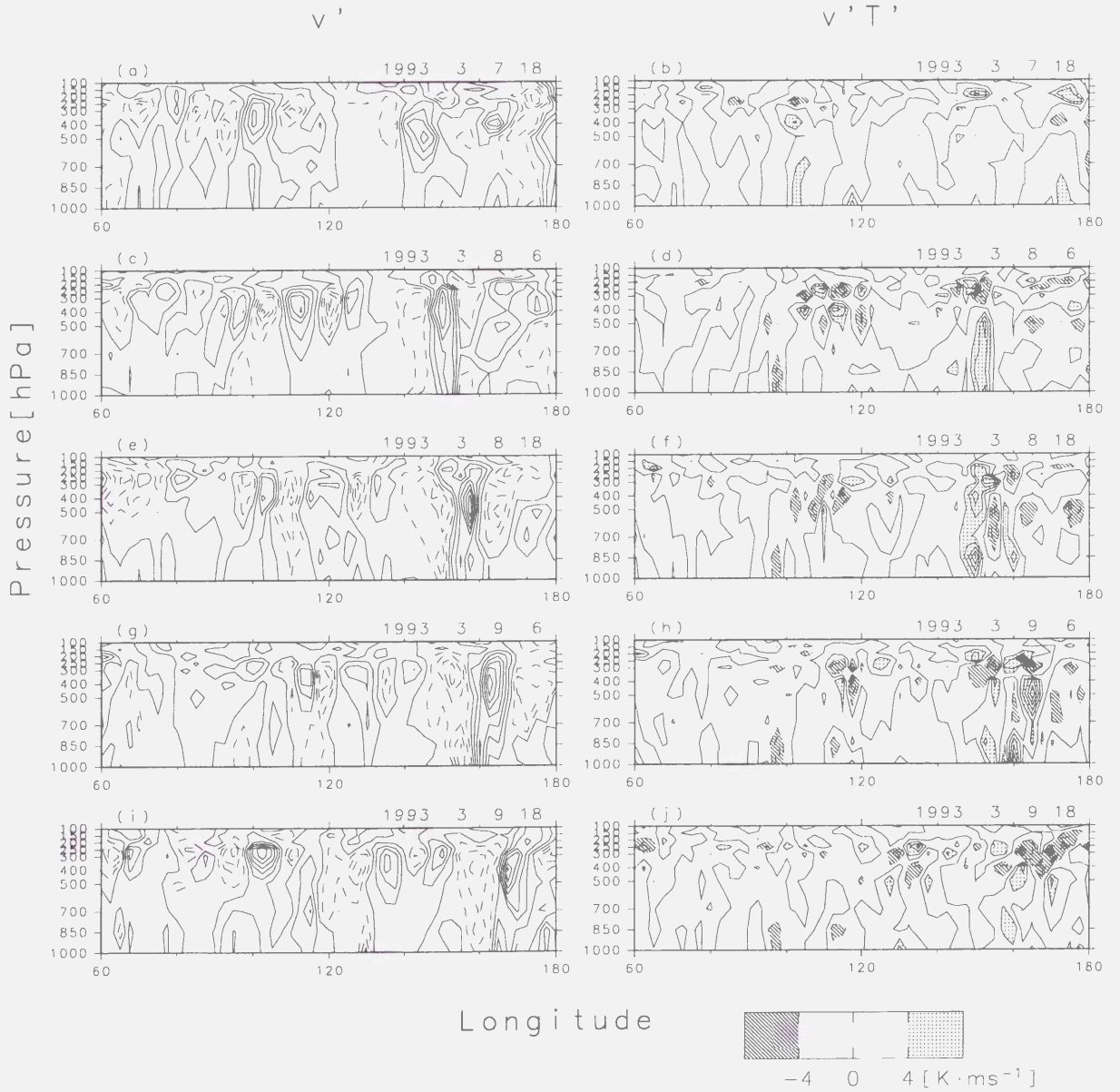


図 5.6:  $40^\circ\text{N}$  における、(a)(c)(e)(g)(i)  $v'$  と (b)(d)(f)(h)(j)  $v'T'$  の経度 ( $60 \sim 180^\circ\text{E}$ ) 高度断面図。時刻は (a)(b)1993 年 3 月 7 日 18 時から 12 時間毎に、(c)(d)8 日 6 時、(e)(f)18 時、(g)(h)9 日 6 時、(i)(j)18 時である。コンター間隔はそれぞれ  $2.5 \text{ ms}^{-1}$  と  $4.0 \text{ K} \cdot \text{ms}^{-1}$  である。



## 5.4 議論

### 5.4.1 地理分布

卓越領域では中部対流圏に顕著な wave activity フラックスの上向き成分が存在し、上部対流圏で鉛直方向に収束している。この上向きフラックスをもたらしているのは、下層の擾乱との傾圧的な相互作用であることが明らかになった。

図 5.3, 5.4 は、特定の場所で下層との相互作用が起こりやすいことを示している。相互作用の頻度は、下層の擾乱がどこで存在するか、大きく依存していると考えられる。第 2 章で述べたように、急速に発達する低気圧にとって、上部対流圏のトラフと海面からの熱フラックスが重要であることが多くの研究によって明らかにされている。特に、海面からの熱フラックスによって対流圏下層が不安定化し、鉛直構造の浅い傾圧擾乱が生じやすいことが、爆弾低気圧の発達にとって重要であるとされている (Manobianco, 1989a)。この事実を対流圏界面付近にある中間規模波動の観点から解釈すると、そのような下層の擾乱がある場所で、中間規模波動は増幅すると考えられる。

また、中間規模波動が増幅すると同時に、下層の擾乱も発達すること、すなわち、第 2 章で述べた Type B cyclogenesis が起きる可能性が考えられる。

ただし、下層の増幅が必ずしも上層ほどは大きくないことを示唆する結果が第 3 章で得られている。南北風 12~42 時間周期成分の 850 hPa での位相を基準にとったコンポジット (図 3.13) では、下層の擾乱の西側にある上層の擾乱の方が振幅が大きいことを示している。これは、下層との相互作用にともなう上層の振幅増大の現れと考えられる。一方、図 3.12 の 250 hPa での位相を基準にとったコンポジットでは、下層の構造はほぼキャンセルされている (振幅が小さいながらも、地表面付近でわずかに西に傾いている構造が見られる)。この上下の非対称性は、下層の増幅が上層の増幅に比べて平均的には大きくないことを表している可能性がある。

### 5.4.2 励起プロセス

下層の擾乱と相互作用を起こすためには、中間規模波動自体もあらかじめある程度の振幅に達している必要がある。これに対して、全く擾乱のないところからの発生をもたらすものには、非線形相互作用と非保存効果があり得る。中間規模波動の励起源となる非保存効果をもたらす候補として考えられるのは、北西太平洋の場合、チベット付近での対流による非断熱加熱の供給である (児玉, 私信)。中間規模波動の周期が 20~30 時間であることから、日周期成分が卓越していると考えられる対流活動は、この点で好都合

である。一方、mobile trough の生成が非線形相互作用によることを示唆した研究もある (Nielsen-Gammon and Lefevre, 1995)。

本論文で行った解析により、何らかの原因で中間規模波動の振幅がひとたび有限に達した後、減衰してしまう前に下層との相互作用によってエネルギーが供給されると、再び振幅が増大することが分かった。もしくは、鉛直フラックス収束域で、新たに励起されたと表現することもできよう。いわゆる不安定モードの発達とは異なるが、ある意味“自己励起”もしくは“自己増幅”しているとみなすことができる。

## 5.5 この章のまとめ

Plumb (1986) の時間平均場に対する wave activity フラックスを用いて、中間規模波動の生成源について解析した。

wave activity フラックスの水平成分が大きいところは、北半球では大西洋と太平洋、南半球ではインド洋であり、これまでの研究の結果と調和的である。そして、水平成分が大きいところの西 (上流) 側の対流圏中層に、顕著な上向きフラックスが存在しており、上部対流圏で収束していた。この鉛直収束が、水平フラックスの増大と対応していることが分かった。さらに、対流圏中層の上向きフラックスは、対流圏下層の擾乱との傾圧的なカップリングで生じていることが明らかになった。

## 第 6 章

### まとめと展望

本論文では中緯度対流圏界面付近の中間規模波動の季節特性およびメカニズムについて明らかにするために、さまざまなデータを駆使した解析を行った。

第 3 章では、気象庁気象研究所の局地気候モデルの時間積分値を用いて、東アジア域の南北風成分の地理分布および位相速度の季節変動について調べた。春季に最も活発であること、この波動の卓越緯度が亜熱帯西風ジェット軸の季節による南北シフトに伴って移動すること、位相速度は年間を通して総観規模波動より大きく、およそ 2 倍であることなどを明らかにした。波動の鉛直構造については、振幅および位相速度の高度分布から、圏界面付近に強く限定された構造を持っていることを示した。

第 4 章では現実大気中で中間規模波動が卓越しているときの背景場の構造を QGPV 分布の観点から調べた。波動が顕著なときには対流圏界面は背景の総観規模波動のリッジの位相にあり、このとき伸縮渦度勾配が圏界面付近で特に著しい極大値を持つことを、観測データ (MU レーダーの風速データおよびラジオゾンデの温度データ) により示した。またその極大の実現には、総観規模波動のリッジに特徴的な圏界面付近の静的安定度の鉛直分布が寄与していることを示した。

気象庁全球客観解析データ (GANAL) を用いた水平構造の解析では、従来報告されていた単純な節のない南北構造を持つものに加えて、南北方向にひとつ節を持つ構造を持つものを新たに見出した。準地衡ポテンシャル渦度水平勾配は南北方向にも局在していて、鉛直方向と同様に南北方向にも捕捉されたモードがあることは容易に想像される。この“節あり構造”は南北方向の第 2 モードと解釈できる可能性があることを指摘した。

第 5 章では Plumb (1986) の時間平均場に対する wave activity フラックスを用いて、波動の生成源について検討した。中間規模波動が活発であるところの中部対流圏に、顕著な上向きフラックスを確認した。この上向きフラックスは上部対流圏で収束し、それがフ

ラックス水平成分の増大と対応していることが分かった。また、その上向きフラックスは対流圏下層の擾乱との傾圧的な相互作用によって生じていることが明らかになった。

本研究により、中間規模波動について以下のようなシナリオがたてられる。中間規模波動の伝播経路は第4章の結果より、対流圏界面付近の背景場の QGPV の水平勾配が局所的に大きいところに沿う。中間規模波動はこの経路上を伝播しつつ、第5章で明らかになった鉛直上向きフラックスの収束により振幅が増大する。第3章で示された季節変動、地理分布は第5章で示した鉛直上向きフラックスの収束の分布で説明される。

本論文で得られた成果をもとに、以下の課題が今後検討されるべきものとして挙げられる。

ひとつは、中間規模波動の励起源となり得る非保存効果と非線形効果の特定である。例えば非保存効果についてはチベット高原での対流活動が候補であろう。チベット高原から日本付近にかけて、対流活動にともない発生した上層雲が中間規模波動とよく似た位相速度で東進する事例が報告されている(児玉ほか, 1999)。この上層雲と中間規模波動とは何らかの関係があることが期待される。

次に、南北、鉛直両方向に局在する PV 勾配に捕捉されるモードの構造である。ただし、南北方向にも  $N^2$  が構造を持つ基本場を準地衡系では扱えないので、semi-geostrophic 系やプリミティブ系を用いる必要がある。

さらに、大規模場との相互作用および物質輸送において中間規模波動の果たしうる役割も興味深い問題である。理想的な中立構造を持つ中間規模波動は正味の熱・運動量輸送をもたらさないが、下層の擾乱と相互作用しているときや他の波動と重畳しているときには、正味の輸送を担う可能性がある。今後、保存量とみなせる大気微量成分のデータや GCM による研究で、中間規模波動の成層圏対流圏物質交換への貢献について明らかにされることが期待される。

Thesis の基礎となった論文は以下の通りである。

1. A study on seasonal variation of upper tropospheric medium-scale waves over East Asia based on regional climate model data.  
(局地気候モデルデータを用いた東アジア域の上部対流圏中間規模波動の季節変化の研究)  
*J. Meteor. Soc. Japan*, 第 75 巻, 13 頁-22 頁, 平成 9 年, 山森 美穂・佐藤 薫・廣田 勇の共著
2. A quasi-geostrophic analysis on medium-scale waves near the midlatitude tropopause and their relation to the background state.  
(対流圏界面付近の中間規模波動およびその背景場との関係—準地衡ポテンシャル渦度を用いた解析—)  
*J. Meteor. Soc. Japan*, 第 76 巻, 879 頁-888 頁, 平成 10 年, 山森 美穂・佐藤 薫の共著

## 謝辞

本研究の遂行にあたり、大気波動力学への道を開いてくださった廣田勇先生と、研究の手法・内容に関する議論、研究の進め方など、あらゆる点で絶えず熱心にご指導くださいました佐藤薫先生(現 国立極地研究所 助教授)に心から感謝いたします。

また、機会あるごとに建設的なコメントをくださった余田成男先生に深く感謝いたします。特に、ポテンシャル渦度によって記述される中緯度の力学を理解するのに、余田先生のコメントが大きな助けとなりました。

気象学研究室の構成員の方々にも御礼申し上げます。特に、本論文の後半部分の研究実施中や執筆中に、議論や質問の相手となり、励ましの言葉をくださった同室の河本望、水田亮、吉識宗佳の三氏に感謝します。

局地気候モデルのデータは気象庁気象研究所に、GANALは気象庁数値予報課にそれぞれ提供して頂きました。MUレーダーは京都大学超高層電波研究センターによって運営されています。関係者の方々に厚く御礼申し上げます。作図には地球流体電脳ライブラリを用いました。ここに記して謝意を表します。



# 付録 A

## wave activity フラックスについて

第 5 章で述べたように、wave activity フラックス ( $A$  や  $\mathbf{F}$ ) の表現は基本場と擾乱の定義や方程式系等に依存してさまざまな形をとる。ここでは、準地衡波動に対する wave activity フラックスのいくつかの例を挙げる。

### A.1 Eliassen-Palm (EP) フラックス

EP フラックスは、帯状平均の基本場で定義される wave activity フラックスである。 $\beta$  平面近似の下で、次のように表される (Andrews *et al.*, 1987)。

$$\mathbf{F} = (0, -\rho_0 \overline{u'v'}, \rho_0 f_0 \overline{v'\theta'}/\theta_{0z}) \quad (\text{A.1})$$

$$A = \frac{1}{2} \rho_0 \overline{q'^2}/\bar{q}_y \quad (\text{A.2})$$

ここでは、 $\overline{(\ )}$  は帯状平均、 $(\ )' = (\ ) - \overline{(\ )}$  としている。

EP フラックスが他の wave activity フラックスから卓抜している点は、 $\nabla \cdot \mathbf{F}$  が波と平均流の相互作用もあらかず点である。次の準地衡変形オイラー平均 (Transformed Eulerian-Mean, TEM) 方程式系がよく使われる。

$$\bar{u}_t - f_0 \bar{v}^* - \bar{X} = \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (\text{A.3})$$

$$\bar{\theta}_t + \bar{w}^* \theta_{0z} = \bar{Q} \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{v}_y^* + \rho_0^{-1} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$f_0 \bar{u}_z + H^{-1} R e^{-\kappa z/H} \bar{\theta}_y = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v}_a - \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{v'\theta'}/\theta_{0z})_z \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w}_a + (\overline{v'\theta'}/\theta_{0z})_y \quad (\text{A.8})$$

$v_a, w_a$  は非地衡風成分、 $\bar{X}, \bar{Q}$  はそれぞれ摩擦、非断熱加熱の帯状平均を表す。

$(\bar{v}^*, \bar{w}^*)$  は残差循環 (residual circulation) と呼ばれる。波動が線形、定常で保存的なら、この残差循環はラグランジュ平均子午面循環に等しくなることが知られている (Dunkerton, 1978)。

## A.2 Plumb (1985) の定在波用フラックス

Plumb (1985) は、定在波の 3 次元伝播を扱うための wave activity フラックスを導出した。東西方向の伝播を考えるには、位相を消す操作として帯状平均は不適當である。また、定在波はその名の示す通り位相が空間に対して固定しているので、時間平均操作によっても位相を消すことができない。これを解決するために、Plumb (1985) では、 $q'^2$  に比例する量そのものではなく、ある適当な量を加える<sup>1</sup>ことで、平均を操作を施さなくても位相によらず、なおかつ  $\mathbf{F} = \mathbf{C}_g A$  を満たす量を導いた。基本場は帯状平均である。

$$A = \frac{1}{2} \frac{q'^2}{\partial Q / \partial y} + p \frac{E}{U} \quad (\text{A.9})$$

$$E = \frac{1}{2} (\psi_x'^2 + \psi_y'^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \psi_z'^2) \quad (\text{A.10})$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} p \begin{pmatrix} \psi_x'^2 - \psi' \psi'_{xx} \\ \psi_x' \psi_y' - \psi' \psi'_{xy} \\ \frac{f_0^2}{N^2} (\psi_x' \psi_z' - \psi' \psi'_{xz}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

ただし、 $Q, U$  はそれぞれ、基本場の QGPV と東西風をあらわす。

## A.3 Plumb (1986) のフラックス

第 5 章では、この 3 次元の wave activity フラックスを用いて解析を行った。導出や表現については本文を参照されたい。

また、この背景場の定義において、波と平均流の相互作用を表す量は  $\mathbf{E}$  ベクトル

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'q'} \simeq \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{E} = (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}, -\overline{u'v'}, f_0 \overline{v'\theta'} / \theta_{0p}) \quad (\text{A.13})$$

<sup>1</sup>p.41 の注 1 参照。

と呼ばれている (Hoskins *et al.*, 1983; James, 1994)。 $\mathbf{E}$ ベクトルと wave activity フラックスが異なることは、波の振舞には  $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{q}'}$  の  $\nabla_H \bar{q}$  に平行な成分のみ関係する (式 5.11 の左辺第 2 項) が、基本場には直交する成分も作用することに起因する。

一方 EP フラックスは、基本場の定義上、波による QGPV のフラックス ( $\overline{v'q'}$ ) の向きが基本場の QGPV 水平勾配 ( $y$  方向) に自動的に平行であるので、両者が一致する。

## A.4 Takaya and Nakamura (1997) のフラックス

Takaya and Nakamura (1997) は東西非一様な基本場における、しかも帯状平均や時間平均を施さなくても位相依存性を持たない、定在波に対する wave activity フラックスを導出した。

基本場は東西非一様であるため、Plumb (1986) と同様の近似を仮定している。位相依存性は、 $q'$  と  $u'(v')$  の位相が  $\pi/2$  ずれている<sup>2</sup> ことを利用して消されている。また高谷 (1998) では、移動波についても適用できるように拡張された wave activity フラックスが導出された。ただし移動波の場合、波の位相速度  $\mathbf{C}_p$  を明示的に与える必要がある。導出は  $p$  座標系でなされている。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{W} = S \quad (\text{A.14})$$

$$M = \frac{1}{2}(A + \varepsilon) \quad (\text{A.15})$$

$$A = \frac{1}{2} \frac{q'^2}{|\nabla_H Q|} \quad (\text{A.16})$$

$$\varepsilon = \frac{c}{(|\mathbf{U}| - \mathbf{C}_p)} \quad (\text{A.17})$$

$$e = \frac{1}{2}(\psi_x'^2 + \psi_y'^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \psi_p'^2) \quad (\text{A.18})$$

$$\mathbf{W} = \frac{1}{2|\mathbf{U}|} \begin{pmatrix} U(\psi_x'^2 - \psi' \psi_{xx}') + V(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') + 2UC_p M \\ U(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') + V(\psi_y'^2 - \psi' \psi_{yy}') + 2VC_p M \\ \frac{f_0^2}{\sigma} U(\psi_x' \psi_p' - \psi' \psi_{xp}') + V(\psi_y' \psi_p' - \psi' \psi_{yp}') \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

ここで  $\mathbf{U} = (U, V)$  は基本場、 $\sigma$  は  $p$  座標系での静的安定度を表す。 $\mathbf{C}_p = 0, V = 0$  とすると、Plumb (1985) のフラックスに対応し、Plumb (1985) の拡張であるとみなされる。また、Plumb (1985) で位相依存性を無くすために加えられた項の表現は天下りの的に与えられていたが、その解釈についても示した。

<sup>2</sup> $\psi \propto \exp i(kx + ly - \omega t)$  と置いたとき、 $q' \propto -v, u' \propto -i\psi, v' \propto i\psi$ 。

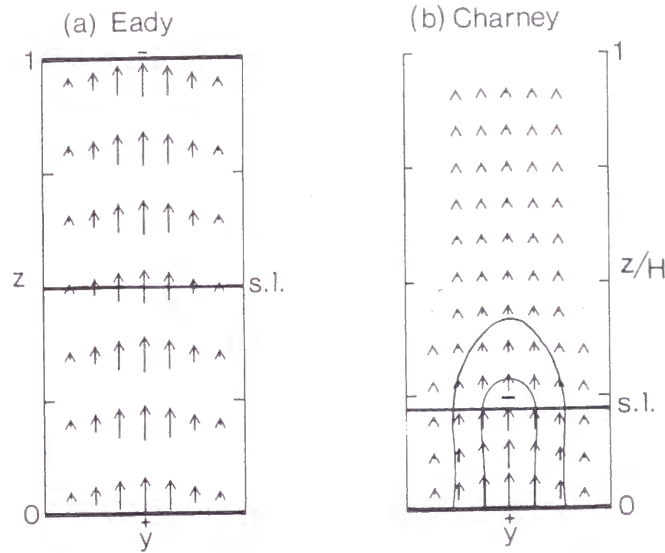


図 A.1: (a)Eady 問題 (b)Charney 問題の不安定モードにともなう EP 断面図。s.l. で示された高度は、ステアリングレベルを示す。Edmon *et al.* (1980) より引用。

## A.5 傾圧不安定モードにともなう EP フラックス

Edmon *et al.* (1980) は、“EP 断面図”の有用性を主張している。これは子午面断面において、矢印で  $\mathbf{F}$  を、等値線で  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  を表わしたものである。

図 A.1 は、Eady と Charney の不安定モードに対する、EP 断面図である。Eady 問題の不安定モードは運動量フラックスがゼロであることより、 $\mathbf{F}$  は鉛直成分のみを持つ。また内部領域では鉛直成分は高さ方向に一様である。すなわち、フラックスの収束は上端に、発散は下端に集中している。これは  $\bar{q}_y$  が上端と下端でのみ値を持ち、内部領域では至るところゼロであることと対応する。

Charney 問題の不安定モードも運動量フラックスを持たないので、 $\mathbf{F}$  は鉛直成分のみであるが、Eady の不安定モードとは異なり、内部領域にフラックス収束が存在する。このフラックス収束は、ステアリングレベル (そこでの基本流の速さが不安定モードの位相速度と等しい高さ) を中心に分布している。

## 参考文献

- Andrews, D. G., J. R. Holton and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489pp.
- Anthes, R. A., Y.-H. Kuo, 1983: Numerical simulations of a case of explosive marine cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1174–1188.
- Appenzeller, C., H. C. Davis and W. A. Norton, 1996: Fragmentation of stratospheric intrusion. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1435–1456.
- Bresky, W. C., and S. J. Colucci, 1996: A forecast and analyzed cyclogenesis event diagnosed with potential vorticity. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2227–2244.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135–162.
- Davis, C. A., 1992a: Piecewise potential vorticity inversion. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1397–1411.
- Davis, C. A., 1992b: A potential-vorticity diagnosis of the importance of initial structure and condensational heating in observed extra-tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2409–2428.
- Davis, C. A., and K. A. Emanuel, 1991: Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1929–1953.
- Dunkerton, T. J., 1978: On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2325–2333.
- Eady, E. T., 1949: Long wave and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihara, 1985: The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifiers. *Radio Sci.*, **20**, 1155–1168.

- Farrell, B., 1982: The initial growth of disturbances in a baroclinic flows. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1663–1686.
- Farrell, B., 1984: Modal and non-modal baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 668–673.
- Farrell, B., 1989: Optimal excitation of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1193–1206.
- Gyakum, J. R., 1983a: On the evolution of the *QE II* storm. I: synoptic aspects. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1137–1155.
- Gyakum, J. R., 1983b: On the evolution of the *QE II* storm. II: dynamic and thermodynamic structure. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1156–1173.
- Gyakum, J. R., 1991: Meteorological precursors to the explosive intensification of the *QE II* storm. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1105–1131.
- Hadlock, R., and C. W. Kreitzberg, 1988: The experiment on rapidly intensifying cyclones over the Atlantic (ERICA) field study: Objectives and plans. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **69**, 1309–1320.
- Hakim, G. J., D. Keyser, and L. F. Bosart, 1996: The Ohio Valley wave-merger cyclogenesis event of 25–26 January 1978. Part II: Diagnosis using quasigeostrophic potential vorticity inversion. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2176–2205.
- Held, I. M., 1982: On the height of the tropopause and the static stability of the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 412–417.
- Hirota, I., K. Yamada and K. Sato, 1995: Medium-scale travelling waves over the North Atlantic. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 1175–1179.
- Holton, J. R., 1992: *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 3rd ed. Academic Press, 511pp.
- Holton, J. R., P. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood and L. Pfister. 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403–439.
- Holopainen, E., and J. Kaurola, 1991: Decomposing the atmospheric flow using potential vorticity framework. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2614–2625.



- Hoskins, B. J., 1991: Towards a PV- $\theta$  view of the general circulation. *Tellus*, **43A**, 27–35.
- Hoskins, B. J., I. N. James, and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather system. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.
- James, I. N., 1994: *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge University Press, 416pp.
- Jukes, M., 1994: Quasigeostrophic dynamics of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2756–2768.
- Kida, H., T. Koide, H. Sasaki and M. Chiba, 1991: A new approach to coupling a limited area model with a GCM for regional climate simulations. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 723–728.
- 児玉安正, 高橋美奈子, 江川晋子, 中井専人, 1999: チベット高原東方の上層雲の短周期変化と中間規模東進波. 第2回 CERES 環境リモートセンシングシンポジウム論文集, 印刷中.
- Lackmann, G. M., L. F. Bosart and D. Keyser, 1996: Planetary- and synoptic-scale characteristics of explosive wintertime cyclogenesis over the western North Atlantic Ocean. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2672–2702.
- Lackmann, G. M., D. Keyser and L. F. Bosart, 1997: A characteristic life cycles of upper-tropospheric cyclogenetic precursors during the experiment on rapidly intensifying cyclone over the Atlantic (ERICA). *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2729–2758.
- Lefevre, R. J., and J. W. Nielsen-Gammon, 1995: An objective climatology of mobile troughs in the northern hemisphere. *Tellus*, **47A**, 638–655.
- Manobianco, J., 1989a: Explosive east coast cyclogenesis over the west-central north Atlantic ocean: A composite study derived from ECMWF operational analyses. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2365–2383.

- Manobianco, J., 1989b: Explosive east coast cyclogenesis over the west-central north Atlantic ocean: numerical experimentation and model-based diagnostics. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2384–2405.
- Manobianco, J., L. W. Uccellini, K. F. Brill and Y.-H. Kuo, 1992: The impact of dynamic data assimilation on the numerical simulations of the *QE II* cyclone and an analysis of the jet streak influencing the precyclogenetic environment. *Mon. Wea. Rev.* **120**, 1973–1996.
- Nakamura, H., 1992: Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629–1642.
- Newton, C., and E. O. Holopainen, 1990: *Extratropical Cyclones*, American Meteorological Society, 262pp.
- Nielsen-Gammon, J. W., 1995: Dynamical conceptual models of upper-level mobile trough formation: comparison and application. *Tellus*, **47A**, 705–721.
- Nielsen-Gammon, J. W., and R. J. Lefevre, 1996: Piecewise tendency diagnosis of dynamical processes governing the development of an upper-tropospheric mobile trough. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3120–3142.
- Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **56**, 527–530.
- Pedlosky, J., 1964: An initial value problem in the theory of baroclinic instability. *Tellus*, **16**, 12–17.
- Petterssen, S., and S. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 457–482.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217–229.
- Plumb, R. A., 1986: Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and its relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1657–1678.

- Reed, R. J., G. A. Grell and Y.-H. Kuo, 1993: The ERICA IOP 5 storm. Part I: Analysis and simulation. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1577–1594.
- Rivest, C., C. A. Davis and B. F. Farrell, 1992: Upper-tropospheric synoptic-scale waves. Part I: Maintenance as Eady normal modes. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2108–2119.
- Rivest, C., and B. F. Farrell, 1992: Upper-tropospheric synoptic-scale waves. Part II: Maintenance and excitation of quasi modes. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2120–2138.
- Robinson, W. A., 1988: Analysis of LIMS data by potential vorticity inversion. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2319–2342.
- Rotunno, T., and M. Fantini, 1989: Petterssen’s “Type B” cyclogenesis in terms of discrete, neutral Eady modes. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3599–3604.
- Sanders, F., 1986: Explosive cyclogenesis in the west-central North Atlantic Ocean, 1981–1984. Part I: Composite structure and mean behavior. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1781–1794.
- Sanders, F., 1988: Life history of mobile troughs in the upper westerlies. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2629–2648.
- Sanders, F., L. F. Bosart and C.-C. Lai, 1991: Initiation and evolution of an intense upper-level front. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1337–1367.
- Sanders, F., and J. R. Gyakum, 1980: Synoptic-dynamic climatology of the “bomb”. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589–1606.
- Sato, K., H. Eito and I. Hirota, 1993: Medium-scale travelling waves in the extratropical upper troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 427–436.
- Sato, K., D. J. O’Sullivan and T. J. Dunkerton, 1997: Low-frequency inertia-gravity waves in the stratosphere revealed by three-week continuous observation with the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1739–1742.
- Sato, K., H. Yazawa and T. Matsuno, 1998: Trapping of medium-scale waves into the Tropopause. Abstracts of papers presented at the Rossby-100 Symposium. Vol. 2. 302–304.

- Sato, K., K. Yamada and I. Hirota, 1999a: Global characteristics of medium-scale tropopausal waves observed in ECMWF operational data. Accepted to *Mon. Wea. Rev.*
- Sato, K., H. Yazawa and T. Matsuno, 1999b: Dynamics of medium-scale wave disturbances trapped in the mid-latitude tropopause – waves due to the vertical Rossby effect. in preparation.
- Simmons, A. J., and B. J. Hoskins, 1979: The downstream and upstream development of unstable baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1239–1254.
- 高谷康太郎, 1998: A new formulation of a wave-activity flux for stationary and migratory eddies on a zonally varying basic flow. 東京大学大学院理学系研究科修士論文, 69pp.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying flow. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2985–2988.
- Uccellini, L. W., 1986: The possible influence of upstream upper-level baroclinic processes on the development of the *QE II* storm. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1019–1027.
- Uccellini, L. W., D. Keyser, K. F. Brill and C. H. Wash, 1985: The Presidents' Day cyclone of 18–19 February 1979: Influence of upstream trough amplification and associated tropopause folding on rapid cyclogenesis. period. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 962–988.
- Uccellini, L. W., P. J. Kocin, R. A. Petersen, C. H. Wash and K. F. Brill, 1984: The Presidents' Day cyclone of 18–19 February 1979: Synoptic overview and analysis of the subtropical jet streak influencing the pre-cyclogenetic period. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 31–55.
- Wash, C. H., R. A. Hale, P. H. Dobos and E. J. Wright, 1992: Study of explosive and nonexplosive cyclogenesis during FGGE. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 40–51.
- Whitaker, J. S., and A. Barcilon, 1992a: Type B cyclogenesis in a zonally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1877–1892.
- Whitaker, J. S., and A. Barcilon, 1992b: Genesis of mobile troughs in the upper westerlies. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2097–2107.

- Whitaker, J. S., L. W. Uccellini and K. F. Brill. 1988: A model-based diagnostic study of the rapid development phase of the Presidents' Day cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 2337–2365.
- Yamamori, M., K. Sato and I. Hirota, 1997: A study on seasonal variation of upper tropospheric medium-scale waves over East Asia based on regional climate model data. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 13–22.
- Yamamori, M., and K. Sato, 1998: A quasi-geostrophic analysis on medium-scale waves near the midlatitude tropopause and their relation to the background state. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 879–888.